الكلية الهندسية العسكرية

الفيزياء الذرية والنووية

تأليف

تي. أي. ليتلفيلد و أن. ثورلى

ترجمة

الدكتور نجم عبد عسكوري
(M. Sc., Ph. D)

الدكتور عبد الكريم حميد معروف
(M. Sc., Ph. D, M.Inst. P)

١٩٨٩م - ١٤٠٩هـ

الكلية الهندسية العسكرية

الفيزياء الذرية والنووية

تأليف

تي. أي. ليتلفيد وان . ثورلي

ترجمة

الدكتور نجم عبد عسكوري
(M. Sc., Ph. D)

الدكتور عبد الكريم حميد معروف
(M. Sc., Ph. D, M.Inst. P)



شكر

نتقدم بالشكر الجزيل الى كل من :
الدكتور محمد احمد عبود الجبوري
الدكتور محمد علي عباس
لتفضلهما بمراجعة الكتاب علمياً
الدكتور محسن مال الله
لتفضله بمراجعة الكتاب لغوياً
السادة الافاضل منتسبي الدار
العربية للطباعة للجهود القيمة
التي بذلوها في طبع هذا الكتاب

والله الموفق

المحتويات

	الصفحة	
preface		التمهيد
CHAPTER		الفصل
Kinetic Theory	7	(1) النظرية الحركية
The Electron	25	(2) الالكترون
Natural Radioactivity	37	(3) النشاط الاشعاعي الطبيعي
Radioactive Series and Isotopes	53	(4) المتسلسلات الاشعاعية والنظائر
The Electromagnetic Spectrum	67	(5) الطيف الكهرومغناطيسي
Quantum Theory	77	(6) النظرية الكوانتية (الكمية)
Spectra	91	(7) الاطياف
Fine Structure and Electron Spin	111	(8) التركيب الدقيق والبرم الالكتروني
Magnetic Effects	127	(9) التأثيرات المغناطيسية
Pauli's Principle	133	(10) مبدأ باولي
Wave and Particles	139	(11) الموجات والجسيمات
Wave Mechanics	151	(12) الميكانيك الموجي
The Atomic Theory of Magnetism	165	(13) النظرية الذرية للمغناطيسية
The Structure of the Nucleus	181	(14) تركيب النواة
Properties and Uses of Natural Radioactivity	197	(15) خصائص واستعمالات النشاط الاشعاعي الطبيعي
Nuclear Bombarding Experiments	215	(16) تجارب القصف النووي
The Measurement and Detection of Charged Particles	225	(17) القياس والكشف عن الجسيمات المشحونة
Accelerating Machines as Used in Nuclear Physics	241	(18) مكائن التعجيل كما مستعملة في الفيزياء النووية
Nuclear Models	257	(19) النماذج النووية
Artificial Radioactivity	271	(20) النشاط الاشعاعي الاصطناعي
Neutron Physics	285	(21) فيزياء النيوترون
Nuclear Fission and its Implications	295	(22) الانشطار النووي ومضامينه
The Artificial Elements	313	(23) العناصر الاصطناعية
Thermonuclear Reaction and Nuclear Fusion	323	(24) التفاعلات النووية الحرارية والاندماج النووي
Cosmic Rays	335	(25) الاشعة الكونية
Stable and Semi-Stable Particles	347	(26) الجسيمات المستقرة وشبه المستقرة
Short-Lived Resonance States	371	(27) حالات الرنين قصيرة العمر

Appendices	الصفحة	الملحقات
A - S. I. Units	392	(A) النظام العالمي للوحدات (S. I.)
B - The Relativity Theory	399	(B) النظرية النسبية
C - The Lande g Factor or Splitting Factor	404	(C) معامل لاندة (g) او معامل الانفلاق
D - The Dangers of Atomic Radiations	408	(D) مخاطر الاشعاعات الذرية
E - Table of Some PhysicalConstants in S. I. Units.	415	(E) جدول لبعض الثوابت الفيزياوية بنظام الوحدات العالمي S. I.
F - Complete List of Nuclides	416	(F) قائمة كاملة للنويدات
Bibliography		المصادر أو البيبليوغرافيا
Index		الفهرست

التمهيد

ان هذا الكتاب يمثل مدخلاً اولياً لفيزياء الذرة والنواة. وهو يستند على محاضرات اعطيت الى طلبة الجامعة في نيوكاسل في سنتهم الأولى والثانية. ولو أن العديد منهم يتخصص فيها بعد في مواضيع غير الفيزياء، إلا ان من المرغوب جداً لطلاب العلوم الصرفة ان يكونوا على اطلاع واسع مع الافكار الشاملة في الفيزياء الذرية. ومجموعة المحاضرات هذه تشكل العمل الاساس للمحاضرات التي تقدم للطلاب الذين هم بدرجة شرف في موضوع الفيزياء. كما وان هذه المحاضرات قد قدمت الى جمهور واسع في قسم تعليم الكبار الخاص بنا والى طلبة العلوم التطبيقية في الهندسة الكهربائية والميكانيكية وعلم المعادن (الميتالورجيا) ولجميع الطلبة في العلوم الصرفة والتطبيقية، والطلبة الذين يتبعون كورسات مشابهة في كليات التقنية المتقدمة. ويوفر هذا الكتاب مقدمة مساعدة مع تضمين الفيزياء الذرية والنووية في المنهج الجديد للمدارس المتوسطة والثانوية وهنالك عدة فصول سوف تبرهن بانها مفيدة لطلبة الصف السادس. وباختصار فان هذا الكتاب قد كتب بصورة رئيسية لطلاب المراحل الاخيرة في الصفوف السادسة في المدارس الثانوية ولطلاب السنتين الاوليين في الجامعة.

وطبعة ثانية لهذا الكتاب أصبحت ضرورية نتيجة للتقدم الذي حصل منذ طباعته في 1961 وتوقع التبني الواسع الذي سيحصل لوحدات .S. I (النظام العالمي للوحدات) في 1970. ولذلك فقد انتهزت الفرصة لتحوير بعض الاجزاء على ضوء الخبرة والملاحظات ولتصحيح الاخطاء والغموض التي ظهرت جلية في السنوات الخمس الماضية.

ولفترة مضت ومنذ 1960 اوصى المؤتمر العام للأوزان والمقاييس بتبني وحدات .S. I عالمياً وقد لاقى هذا قبولاً من عدة منظمات عالمية بضمنها الاتحاد العالمي للفيزياء النظرية والتطبيقية. وقد تبنت فعلا بعض الاقطار وحدات .S. I كما وأعدت تشريعات في اقطار اخرى لتحذو حذوها.

وفي المملكة المتحدة حرض اتحاد الصناعات البريطاني بنجاح الحكومة بان تتبنى النظام المتري وان الصيغة المعتمدة بكل تأكيد ستكون وحدات .S. I. وفي اجتماع بين ممثلين عن الحكومة والصناعات والجامعات الذي عقد بناء على دعوة الجمعية الملكية ومجلس المعاهد الهندسية تمت التوصية باستعمال وحدات الـ .S. I في التعليم والامتحانات اعتباراً من 1969.

ان الجوانب الكمية في الفيزياء الذرية قد تبسطت الى حد كبير باستعمال وحدات .m. k. s. ولما كان بالامكان اعتبار وحدات. S. I امتداداً لوحدات .m. k. s فعليه ليس هنالك أي تحويل في الكتاب. الملحق A مدد ليشمل وحدات. S. I بالنسبة للذين يعرفون وحدات c. g. s سوف يجدون هذا الكتاب مفيداً.

وقد طور الكتاب ايضاً في جانبين آخرين، أولاً، باضافة فصل جديد يصف أحدث عمل عن الجسيمات الجديدة غير المستقرة مع اعطاء بعض الدلائل لتفسيرها وثانياً، التغيير من الاوكسجين 16 الى الكاربون 12 كوحدة مقبولة عالمياً للكتلة الذرية الذي حصل خلال كتابة الطبعة الاصلية وتم تضمينها الآن. وان هذا قد استوجب تنقيحاً كاملاً للملحق F مع تصحيح المعلومات في بعض النصوص وعدد من المسائل.

وقد عزز الكتاب بالمسائل العديدة وبعضها قد تم حله تفصيلياً. وفي الطبعة الجديدة أضيفت مسائل اخرى في نهاية كل فصل. ولو أن بعض المسائل اكثر بقليل من المسائل ذات التعويضات العددية، الا أن نتيجة الخبرة وجدت بانها تعطي الثقة للطالب وتوفر له افكاراً مفيدة.

واخيراً انه لسرور كبير ان نشكر جميع اولئك المراسلين الذين كتبوا واخبرونا حول الاخطاء. ومن بين زملائنا نعبر عن شكرنا الخالص الى البروفسور هندمارش والدكتور دولدر والدكتور لويس وعلى الأخص الدكتور شنايدر الذي قدم توجيهاته المفيدة جداً حول وحدات S. I. كما ونود ايضاً ان نسجل شكرنا الى الدكتور بارل من مختبر الفيزياء الوطني لتوجيهاته المفيدة وملاحظاته حول وحدات S. I.

أيار 1968 | ت. أ. ل | T. A. L.
ن. ت | N. T.

الفصل 1

النظرية الحركية

1 - 1 الذرة في التاريخ

لقد تأمل الاغريق فيما اذا كانت المادة او لم تكن قابلة للتقسيم الى ما لانهاية من قطع اصغر واصغر. فاذا كان هذا ممكناً قالوا بان المادة هي مستمرة، وان لم تكن هكذا فالمادة يجب ان تتكون اساساً من كينونات صغيرة جداً تعرف الان (بالذرات). ولما لم تكن هنالك ادلة تؤيد احد الاحتمالين فقد بقي هذا الواقع بدون حل لعدة قرون وحتى مطلع القرن التاسع عشر، عندئذ اصبح للذرة مفهوماً دقيقاً مستنداً على قوانين التركيب الكيميائي والنظرية الحركية للغازات.

وفي بداية القرن التاسع عشر كشفت الدراسات الكمية للكيمياء عن قانونين عامين في التركيب الكيميائي هما قانون التركيب الثابت وقانون النسب المضاعفة، وهذان ينصان على التوالي ان مركباً كيميائياً معيناً يحتوي دائماً على نفس العناصر متحدة بنفس النسب وانه عندما تتحد مادة معينة مع مادة أخرى في اكثر من تناسب واحد، فان هذه النسب المختلفة تكون بسيطة بين الواحدة والاخرى. وهذه فسرت من قبل دالتون في 1803 على انها تعني بان المركبات تتكون من جزيئات. وهذه الجزيئات مكونة من ذرات عناصر مختلفة وبنسب معينة. ويبدو في بادىء الأمر ان هنالك بعض الشك من النظرية أو من النتائج التجريبية ولكن ليس هنالك شك ان احدهما ألهمت وحفزت الاخرى بسرعة بعد ذلك. وفي 1808 بين كاي ـ لوساك تجريبياً بان نسباً بسيطة موجودة بين حجوم الغازات المتفاعلة. وفي 1811 جمع افوكادرو بين النظرية الذرية لدالتون وملاحظات كاي ـ لوساك واقترح بان الحجوم المتساوية من الغازات وفي نفس الظروف من ضغط ودرجة حرارة تحتوي على نفس الاعداد من الجزيئات ومن هذا يتبع مايلي؛ بما أن (2.0) غرام من الهيدروجين في الظروف القياسية s. t. p (O°c وضغط 760 مليمتر زئبق) يحتل 22.4 لتر فان (28) غرام من النتروجين و (32) غرام من الاوكسجين تحتل ايضاً 22.4 لتراً تحت الظروف القياسية تساوي وزنها الجزيئي.

لقد قادت هذه الافكار البسيطة الى صياغة النظرية الذرية للمادة والتي بدورها فسرت جميع الملاحظات الكيميائية والنظرية طيلة المائة سنة اللاحقة. وفي أواخر القرن بين مندليف انه اذا وضعت العناصر في ترتيب حسب وزنها الذري فانها ستظهر سلوكاً دورياً, والنظرية الذرية لم تكن قادرة تماماً على تفسير هذا والذي اصبح دليلاً واضحاً بان الذرة لم تكن الوحدة البسيطة غير القابلة للتجزئة والتي تخيلها دالتون بادىء الأمر.

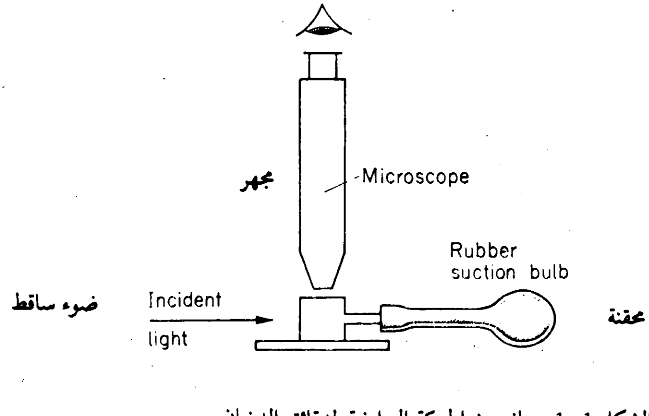
وبينما أخذت هذه الافكار شكلاً في الكيمياء فان افكاراً معينة وبالاحرى مختصرة بدأت تنبثق في الفيزياء وخصوصاً الأدلة التجريبية التي بدأت تتجمع والتي اظهرت أولاً ان الحرارة هي احد اشكال الطاقة، واخيراً ان الضوء والكهربائية والمغناطيسية والصوت هي اشكال من الطاقة ايضا. والفيزياء

ظهرت وكأنها اقتصرت على دراسة تفاعل هذه الاشكال المختلفة من الطاقة مع المادة واصبح واضحاً ايضا انه في جميع العمليات الطبيعية تتحول الطاقة من شكل الى شكل آخر وانها لاتخلق ولاتنعدم ابداً. وهذا هو قانون حفظ الطاقة ولكن غالباً ماوجدت بعض الاستثناءات الظاهرية للقانون وذلك وبشكل ثابت بسبب فشل أخذ جميع العوامل تحت البحث بنظر الاعتبار. وقانون حفظ آخر يتعلق بالزخم ينطبق على الزخم الخطي والزاوي معا، وان دراسة الفيزياء الذرية تقدم عدة توضيحات لطيفة لهذا القانون.

والنظرية الحركية تستند على فريضتين: المادة مكونة من جزيئات وذرات، وان الحرارة هي شكل من الطاقة. وعلى المقياس الذري فان الحرارة تظهر كطاقة حركية للجزيئات لحركتها العشوائية. وفي وقت مبكر كما في 1738، وقبل الصياغة الدقيقة للنظرية الذرية لدالتـون، حَسَب برنـولي ضغط الغاز من الخصائص الميكانيكية للجزيئات المصطدمة بحاجز. ان تطوير النظرية الذرية في الكيمياء كانت متوافقة مع التقنية المقابلة لها في النظرية الحركية، وخصوصاً من قبل سلسيوس وماكسويل.

1 - 2 الحركة البراونية

ودليل لتأييد وجود الجزيئات يأتي من ملاحظات الحركة البراونيـة التي سميت بعد بـراون والذي لاحظها أولاً في 1827. وهذه يمكن توضيحها بادخال دخان سيكارة في مكعب زجاجي صغير مجوف طول ضلعه حوالي 10 ملمترات الشكل (1 - 1). وضع على قاعدة مايكروسكوب وأضيء بحزمة ضوئية افقية شديدة من أحد الجوانب. وعندما نظر اليها تحت قوة تكبير عالية امكن مشاهدة بقع مضيئة صغيرة من الدخان، تهتز باضطراب وعلى نحو عشوائي، والتفسير هو ان اصطدامات جزيئات الغاز المنفردة مع جسم ثقيل متواجد على السطح تكون صغيرة جداً نسبياً لازاحة الجسم بصورة ملحوظة. اضافة لذلك، ولكون مساحة السطح كبيرة جداً لذا فان كمية الدفع التي اعطتها الاعداد الكبيرة من الجزيئات تتعادل. وعندما ينقص حجم الجسيم فمن غير المحتمل ان تكون محصلة الاصطدامات لجميع الجزيئات المحيطة به متعادلة، والجسيم الاخف يكون استجابته اكثر الى محصلة القوى المؤثرة عليه. ويمكن توضيح الحركة البراونية في سائل وذلك بخلط محاليل مخففة جداً من خلات الرصاص وكاربونات البوتاسيوم في حوض زجاجي على شكل متوازي مستطيلات أو من الزجاج العضوي (البيرسبكس). وعندما يضاء الحوض بواسطة قوس كهربائي وينظر اليه عمودياً على اتجاه الاضاءة تظهر في كل صفيحة بلوريـة وفي نقاط الانعكاس بقع وهاجة الانعكاس. ان وميض هذه البقع الوهاجة يشير الى ان البلورات تهتز باستمرار بنفس الطريقة كجزيئات الدخان.

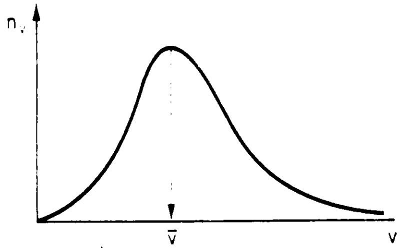


الشكل 1 - 1 جهاز يبين الحركة البراونية لدقائق الدخان

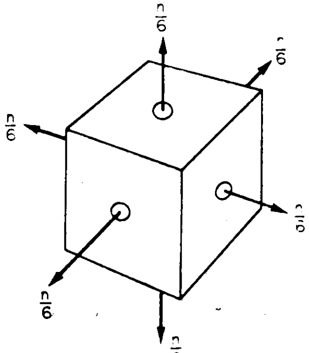
1 - 3 الفرضيات الاساسية للنظرية الحركية

ان الغاز يملأ بسرعة كل الحجم الذي يحتويه ولذلك يجب علينا ان نتصور ان الذرات تمتلك حرية كبيرة في الحركة. وبالمقابل ان ذرات جسم صلب تكون مثبتة في مكانها وتستطيع ان تتذبذب حول موقع متوسط فقط. وعندما نتذكر ان الغاز في درجة الحرارة الاعتيادية والضغط الاعتيادي تكون كثافته حوالي الواحد بالالف من كثافة الجسم الصلب، يكون هذا دليلاً على ان المسافة الفاصلة بين الجزيئات في غاز ما يجب ان تكون حوالي عشرة اضعاف تلك في الجسم الصلب. أما في السوائل فان الجزيئات تتمكن من الحركة المستمرة خلال الحجم الذي تشغله، لكن سرعة الحركة اقل بكثير جداً بالنسبة للغازات وان الجزيئات تكون متقاربة بدرجة بحيث تجذب الواحدة للاخرى باستمرار. وهكذا فان الجزيئات تحصل على حرية اكثر فاكثر كلما ابتعدنا من الحالة الصلبة الى الحالة الغازية مروراً بالحالة السائلة.

وفي المناقشة الحالية سوف نحصر انتباهنا الى الحالة الغازية ومن خلال فرضيات معينة مقنعة يمكن ان نقترب كثيراً من الظروف الحقيقية. وهذه هي ان قطر الجزيئة صغير مقارنة مع المسافة المقطوعة بين اصطدامين متلاحقين، وأن سُرع الجزيئات كبيرة جداً بحيث تحصل عدة اصطدامات في فترة زمنية قصيرة، وان الجزيئات مفصولة بمسافات كبيرة بحيث يمكن اهمال تجاذبها وتنافرها المتبادل. وهذه الفرضية الاخيرة تتضمن بان الجزيئات قد لاتمتلك طاقة كامنة وان كل طاقة الغاز (أي الحرارة) يجب ان تظهر على شكل طاقة حركية. وان جزيئات الغاز قد افترضت انها تكون مرنة تماماً بحيث ان لايكون هنالك خسارة في الطاقة عندما يحصل الاصطدام. ومع اننا افترضنا ان جميع جزيئات الغاز تمتلك كتلاً متساوية الا انها وحتى في درجة الحرارة المنتظمة لاتمتلك نفس السرعة. بل يوجد توزيع سرعة بحيث اننا لو رسمنا n_v لعدد الجزيئات التي تمتلك سرعة معينة ضد تلك السرعة، فاننا نحصل على منحنٍ كما في الشكل 1 - 2 وان متوسط السرعة $\bar{v}$ قد افترض بانه يزداد مع درجة الحرارة لان محتويات الغاز الحرارية يمكن ان تظهر فقط على شكل طاقة حركية.



الشكل 1 - 2 توزيع السرعة للجزيئات في غاز

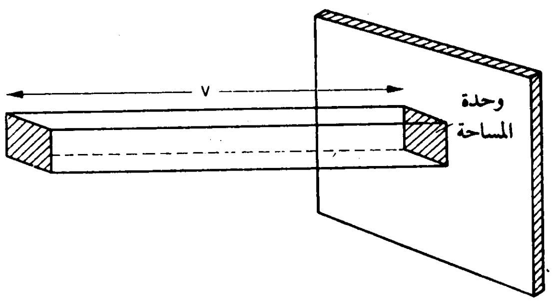


الشكل 1 - 3 طريقة المجاري الستة

فاذا اخذنا وحدة مكعبة تحتوي على n من الجزيئات (الشكل 1 - 3) فان كل جزيئة سوف تنتقل بحركة عشوائية داخل المكعب. وبما انه يوجد عدد كبير جداً من الجزيئات (حوالي 10^{16} في المليمتر المكعب) وبمجمل حركتها عشوائية بصورة كاملة، يمكننا ان نفترض انه في كل لحظة تتجه وبمعدل n / 6 من الجزيئات باتجاه كل من الاوجه الستة للمكعب. وبتبسيط اكثر يمكن ان نفرض بان جميع هذه الجزيئات تمتلك نفس السرعة بدلاً من التوزيع الموصوف سابقاً وهذه تعرف بطريقة المجاري الستة في التعامل والتي توفر نتائج تختلف بفروقات بسيطة عن تلك التي يتم الحصول عليها بطرق معقدة.

1 - 4 ضغط الغاز

لحساب الضغط المسلط الناتج من اصطدام الجزيئات على جدار إناء نتصور موشوراً طويلاً مساحة مقطعه العرضي وحدة واحدة وطوله v حيث ان v هي سرعة جزيئة منفردة (الشكل 1 - 4). ففي ثانية واحدة سوف تسقط جميع الجزيئات المنتقلة نحو اليمين على هذه المساحة. فان العدد الكلي للجزيئات في الحجم هو nv حيث n هو العدد في وحدة الحجم وان العدد الذي سيسقط فعلاً على وحدة الساحة من الجدار يساوي $nv / 6$. فاذا ارتدت كل جزيئة كتلتها m وزخمها mv بدون فقدان في الزخم فان التغيير في الزخم لكل جزيئة عند الاصطدام هو $2mv$ حيث ان الزخم يجب ان يعامل كمتجه ولذلك، فان التغيير



الشكل 1 - 4 اصطدام الجزيئات على جدار الحاوية

الكلي في الزخم لجميع الجزيئات في الثانية الواحدة سوف يكون $2mv.nv/6 = mnv^2/3$. وهذا يمثل القوة المؤثرة على وحدة المساحة ولذا فان الضغط المسلط من الغاز على جدار الاناء هو:

$$p = \tfrac{1}{3}mnv^2 = \tfrac{1}{3}\rho v^2$$

حيث ان ρ هي الكثافة او كتلة المادة في وحدة الحجم. وأن السرعة v في هذه المعادلة هي ليست متوسط السرعة المعطاة بالعلاقة:

$$\bar{v} = \frac{n_1v_1 + n_2v_2 + \cdots}{n_1 + n_2 + \cdots} = \int_0^\infty n_v v\, dv \div \int_0^\infty n_v\, dv$$

ولكن الجذر التربيعي لمعدل مربع السرعة والذي يعرف بالعلاقة:

$$\overline{v^2}=\frac{n_1v_1^2+n_2v_2^2+\ldots}{n_1+n_2+\ldots}=\int_0^\infty n_v v^2 dv \div \int_0^\infty n_v\, dv.$$

ونرجع الآن الى معادلة الضغط، وهذه يمكن ان تكتب:

$$p=\tfrac{1}{3}\rho v^2=\tfrac{1}{3}\frac{M}{V}v^2$$

حيث M هي كتلة الغاز و V حجمه. في الجزء 1 - 6 سوف نرى انه اذا بقيت درجة الحرارة ثابتة فلا يحصل تغيير في الطاقة الحركية الكلية $(\tfrac{1}{2}Mv^2)$ للجزيئات، وان $\tfrac{1}{3}Mv^2=pV$ وهو مقدار ثابت. وهذا هو قانون بويل الذي ينص على ان PV هو مقدار ثابت عند ثبوت درجة الحرارة. لقد تم هذا الاستنتاج باستعمال اساسيات الميكانيك وبعض الفرضيات المقنعة حول حالة الجزيئات في الغاز فقط.

1 - 5 السرع الجزيئية

وبحساب بسيط مستخدماً $p=\tfrac{1}{3}\rho v^2$ يمكن لنا ان نجد متوسط السرعة لجزيئات الهيدروجين في الظروف القياسية. وباستعمال وحدات .S. I آخذاً وزن الغرام الجزيئي الواحد من الهيدروجين 2.016 غم والذي يشغل حجماً مقداره 22.4 لتراً في درجة الصفر المئوي وضغط 760 ملمتر زئبق نحصل على ان:

$$0{\cdot}76\times13{\cdot}6\times10^3\times9{\cdot}81=\frac{2{\cdot}016\times10^{-3}\times v^2}{3\times22{\cdot}4\times10^{-3}}$$

ومنها نستخرج بان: $v = 1840\ \text{m / s}$

ان السرع الجزيئية لبعض الغازات الشائعة معطاة في الجدول 1 - 1

الجدول 1 - 1

السرعة الجزيئية لبعض الغازات في درجة حرارة O°C

غاز *Gas*	الوزن الجزيئي *Mol. Wt.*	جذر متوسط مربع السرعة v *(km/s)*	معدل السرعة *Mean Velocity (km/s)*
Hydrogen	2·0	1·84	1·69
Helium	4·0	1·31	1·21
Nitrogen	28·0	0·49	0·45
Oxygen	32·0	0·46	0·43
Argon	40·0	0·41	0·38
Krypton	83·7	0·29	0·26

1 - 6 درجة حرارة الغاز

ان تسخين غاز ما يرفع درجة حرارته ويزيد الطاقة الحركية للجزيئات. وطبقاً للنموذج الذي نعتمده حالياً، فان الطاقة الحرارية يمكن ان تظهر كطاقة حركية فقط وذلك لكون الطاقة الكامنة تتطلب قوى متبادلة بين الجزيئات فافترضت بانها مهملة. واضافة لذلك، فعند خلط غازين مختلفين او أكثر في نفس درجة الحرارة لايكون هناك جريان في الحرارة او انتقال للطاقة من واحد لآخر. ان هذه الحقائق تقودنا الى افتراض ان درجة الحرارة تتناسب مع الطاقة الحركية لجزيئات الغاز. كما ويمكن ان نوضح بان في نظام يتكون من كتل مختلفة $m_1, m_2, m_3,....$ وتمتلك سرعاً مختلفة $\upsilon_1, \upsilon_2, \upsilon_3,....$ فان:
$(1/2)\, m_1 \upsilon_1^2 = (1/2)\, m_2 \upsilon_2^2 = (1/2)\, m_3 v_3^2....$ وذلك بعد مضي فترة زمنية كافية لكي يحصل توازن بين انواع مختلفة من الجزيئات وهذا يعني بان معدل الطاقة الحركية لجزيئة منفردة لاي غاز هو كمية ثابتة.
ولذلك يبدو معقولاً ان نفترض بان درجة الحرارة T للغاز تتناسب مع معدل الطاقة الحركية $(1/2)m\upsilon^2$ لجزيئة منفردة.

ونعود الى معادلة الضغط حيث يمكننا ان نكتب:

$$p = \tfrac{1}{3}mnv^2 = \tfrac{2}{3}n(\tfrac{1}{2}mv^2) = \tfrac{2}{3}\frac{N}{V}(\tfrac{1}{2}mv^2)$$

حيث ان N هو عدد الجزيئات في حجم مطلق V وهذا يصبح $PV = (2/3)\, N\, [(1/2)\, m\upsilon^2] = ST$
حيث T هي درجة الحرارة المطلقة و S هو مقدار ثابت ويأخذ قيمة تبعاً لعدد الجزيئات N والذي نعينه للنظام. وعندما $N = N_A$ عدد افوكادرو، $S = R$، ثابت الغاز لمول واحد وهكذا يكون لدينا القانون المعروف جداً $PV = RT$ لسلوك غاز مثالي، وبتعويض المعلومات الملائمة نعطي قيمة R مساوية الى 1.98 سعرة \ مول أو 8.32 جول $(\text{مول})^{-1}$ درجة^{-1}.

وبأخذ حجوم متساوية لغازين مختلفين في نفس درجة الحرارة والضغط يمكننا ان نكتب:

$$p = \tfrac{1}{3}m_1n_1v_1^2 = \tfrac{1}{3}m_2n_2v_2^2$$

وعندما تكون الضغوط متساوية وهكذا فان:

$$\tfrac{1}{2}m_1v_1^2 = \tfrac{1}{2}m_2v_2^2$$

وعندما تكون درجة الحرارة نفسها فان:

$$n_1 = n_2.$$

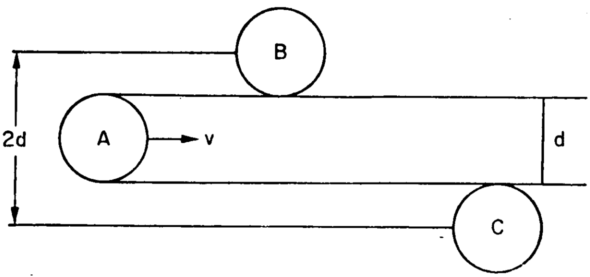
وهذه هي فرضية افوكادرو التي تنص على ان الحجوم المتساوية من الغازات المختلفة في نفس درجة الحرارة والضغط تحوي اعداداً متساوية من الجزيئات.

1 - 7 معدل المسار الحر

لقد رأينا ان سرع الجزيئات تكون حوالي كيلو متر واحد بالثانية ولكنه معروف بأن الغازات تنتشر ببطء شديد احدهما في الآخر تحت الضغط الاعتيادي. انه يجب الافتراض بان الجزيئات ترتد

بالاصطدامات المألوفة مع جزيئات اخرى كي تكون حالتها عشوائية وغير منتظمة . ومن الواضح ايضاً بانه كلما قلّ الضغط ، فان تركيز الجزيئات يكون أصغر وتحصل اصطدامات أقل . وقد برهن مفهوم معدل المسافة المقطوعة بين هذه الاصطدامات المتعاقبة فرضية مفيدة جداً في النظرية الحركية ويسمى هذا «بمعدل المسار الحر» وهذا سوف يربط مع قطر الجزيئة .

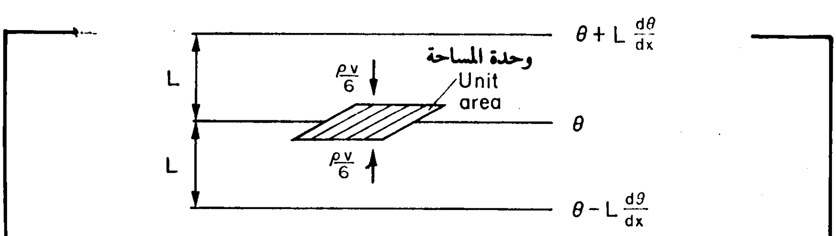
ولنعتبر الجزيئة A (الشكل 1 - 5) كروية وقطرها d وانها تصطدم مع الجـزيئتين B و C ومـع أية جزيئات اخرى التي تقع مراكزها داخل اسطوانة قطرها 2d . وفي ثانية واحدة ، تنتقل الجزيئة A مسافة v وتكتسح حجم اصطدامي $\pi d^2 v$. وان عدد الجزيئات التي سوف تواجهها في هذا الحجم هو $\pi d^2 v n$ حيث n هو عدد الجزيئات في وحدة الحجم . وهذا يمثل عدد الاصطدامات التي تحصل في المسافة v . ان معدل المسافة بين اصطدامين او معدل المسار الحر L هو $v/\pi d^2 v n = 1 / (\pi d^2 n)$ وبتحليل اكثر صرامة يكون $L = (1 / \sqrt{2})\, \pi d^2 n$ وسوف نرى بان معدل المسار الحر يتأثر بكل من حجم الجزيئة وكثافة الغاز .



الشكل 1 - 5 معدل المسار الحر

1 - 8 التوصيل الحراري واللزوجة

ان معدل المسار الحر لغاز ما يمكن ان يستعمل لحساب معامـلات التوصيـل الحراري واللزوجـة والانتشار . وسوف نحصر انتباهنا على الاثنين الاولين . لنعتبر ثلاث طبقات من غاز منفصلة بمسافات مساوية الى معدل المسار الحر L والذي فيه يكون التدرج في درجات الحرارة كما موضح في (الشكل 6.1) .



الشكل 1 - 6 التوصيل الحراري

ويأخذ المساحة المظللة كوحدة وباستعمال طريقة المجاري الستة ، نـرى ان كتلة غاز مـا تساوي $\rho v / 6$ تمر عبر هذه المساحة في كل اتجاه في الثانية . وان الجـــزيئات مـــن فـــوق لـــهـا معـــدل درجـــة حـــرارة $\theta + L d\theta/dx$ ، لذا فان الحرارة المارة الى الاسفل في الثانية الواحدة خلال المساحة هي :

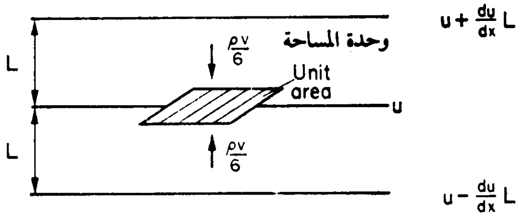
$(\theta + Ld\theta/dx)C_v\rho v/6$ ، حيث C_v هي الحرارة النوعية للغاز في حجم ثابت. وباسلوب مماثل تكون كمية الحرارة المارة الى الاعلى في الثانية الواحدة خلال نفس المساحة بحركة الجزيئات من الطبقة في $(\theta - Ld\theta/dx)$، هي $(\theta - Ld\theta/dx)C_v\rho v/6$ وان صافي الحرارة المارة الى الاسفل في الثانية تكون مساوية للفرق والذي هو:

$$\frac{dQ}{dt} = C_v \rho \frac{v}{3} \cdot L \frac{d\theta}{dx}.$$

وعندما يعرف معامل التوصيل الحراري K بالمعادلة $dQ/dt = KAd\theta/dx$ واننا نتعامل مع وحدة المساحة كي يكون A = 1، وبمقارنة هذه المعادلات يكون:

$$K = \tfrac{1}{3}\rho v L C_v.$$

وباسلوب مشابه كما اعلاه يمكن اشتقاق معامل لزوجة السائل وبدلالة معدل المسار الحر ايضاً. ولنفترض تدرج سرعة du / dx قد ترسخ في مائع، ولنعتبر ثلاث طبقات متوازية مفصولة لـ L معدل المسار الحر كما موضح في الشكل 1 - 7.



الشكل 1 . 7 اللزوجة

ان سرعة الجريان u اصغر بكثير جداً من السرعة الحقيقية v لجزيئة معينة وتتجمع فقط الى انحراف في اتجاه الجريان. وان الكتلة $\rho v / 6$ تمر كل ثانية الى الاعلى والى الاسفل خلال وحدة مساحة منتخبة كما مبين. وان معدل انحراف الزخم باتجاه جريان الجزيئات المارة الى الاسفل خلال وحدة المساحة هو $(u - L\, du / dx)\, \rho v / 6$ ولتلك المارة الى الاعلى هي $(u + L\, du / dx)\, \rho v / 6$. وان صافي التغيير في الزخم بالثانية المصاحب لوحدة المساحة في اتجاه الجريان هو $(1 / 3)\, \rho v L\, du / dx$. ومن قانون نيوتن الثاني في الحركة هذا يجب ان يمثل القوة المؤثرة على وحدة المساحة كي يكون $F = (1 / 3) \rho v L (du / dx)$. وبما ان اللزوجة η معرفة بالمعادلة $F = \eta A\, du / dx$ و $A = 1$ في الحالة التي نوقشت وبمقارنة هاتين المعادلتين تكون $\eta = (1 / 3)\, \rho v L$. وللجزيئات الكروية تكون $\eta = (1 / 2)\, \rho v L$ والتي تم الحصول عليها باشتقاق اكثر دقة. وبجمع علاقتي التوصيل الحراري واللزوجة يكون لدينا $K = \eta C_v$. والتجربة تبين بان $K = f \eta C_v$، حيث f هو معامل عددي بين 1.3 و 2.3 بدلاً من 1.0 المعطاة بالنظرية البسيطة.

1 - 9 الحرارات النوعية

ان النظرية الحركية قد لاقت نجاحاً منقطع النظير في التنبؤ بنسب الحرارات النوعية للغازات.

فعندما تستلم وحدة كتلة غاز كمية من الحرارة δQ وترتفع درجة حرارته δT، فان الحرارة تعرف بـ $C = \delta Q / \delta T$. ففي حالة غاز يعتمد ارتفاع درجة الحرارة الى حد كبير على نوع التغيير الذي يتعرض له الغاز. اذ عندما يكون مصحوباً بانضغاط مفاجىء للغاز فان ارتفاعاً كبيراً يحصل في درجة الحرارة مقابلاً الى حرارة نوعية صغيرة، بينما التمدد السريع يقود الى ارتفاع أصغر في درجة الحرارة ومن ثم الى حرارة نوعية كبيرة. وعادة تعرف حرارتين نوعيتين رئيسيتين، الحرارة النوعية عندما يبقى الحجم ثابتاً C_v وعندما يكون الضغط ثابتاً C_p. ولاغراضنا تكون النسبة $\gamma = C_p / C_v$ مهمة بسبب وكما سنرى، انها تكون ارتباطاً وثيقاً مع ذرية الغاز - أي مع عدد الذرات في كل جزيئة غاز. وهكذا فذرية الهيدروجين، وثاني اوكسيد الكاربون والامونيا هي اثنتان وثلاث واربع، على التوالي.

وسوف نحسب الان γ بدلالة الطاقات الجزيئية للغاز، فلنتصور وحدة كتلة غاز محصورة في اسطوانة بواسطة مكبس متحرك. فعند حجم ثابت تعطى الحرارة المطلوبة لرفع درجة الحرارة بـ δT بالعلاقة $\delta Q_1 = C_v . \delta T$. فاذا سمح الان للغاز ان يتمدد بينما الحرارة تجهز له، فان بعض الحرارة سيحتاج اليها لتعمل شغلاً خارجياً $p . \delta v$ في دفع المكبس ضد الضغط الجوي. ولذلك فان الحرارة النوعية تحت ضغط ثابت تكون اعظم من تلك التي تحت حجم ثابت وتعطى بـ $\delta Q_2 = C_p . \delta T$ ويمكننا ان نكتب $\delta Q_2 = \delta Q_1 + p\delta v$. ومن وجهة النظر الذرية فان δQ_1 يجب ان تعتبر كطاقة مجهزة الى ذرات وجزيئات الغاز. ولنفترض ان الطاقة الانتقالية للجزيئات ازدادت بـ δE وان طاقة الذرات داخل الجزيئات ازدادت بـ δe، ثم $\delta Q_1 = \delta E + \delta e$ فان نسبة الحرارات النوعية تصبح:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{\delta Q_2}{\delta Q_1} = \frac{\delta E + \delta e + p . \delta v}{\delta E + \delta e}.$$

لقد تم فعلاً تبيان أن $PV = (1/3) Mv^2$، وان الطاقة الانتقالية الكلية للجزيئات هي $E = (1/2) Mv^2$. ويمكننا لذلك ان نكتب $pV = \frac{1}{3} Mv^2 = rT = \frac{2}{3} E$، حيث r هو ثابت الغاز لوحدة الكتل و M كتلة الغاز الكلية وتكون مساوية لوحدة واحدة. وعندئذ تكون: $\delta E = (3/2) rT$

ويصبح الشغل الخارجي المبذول $p\delta v = r\delta T$ وبذا يمكن كتابة نسبة الحرارات النوعية بالعلاقة:

$$\gamma = \frac{\frac{3}{2} r\delta T + \delta e + r . \delta T}{\frac{3}{2} r\delta T + \delta e}.$$

1 - 10 الذرية

اذا نحن قصرنا في الوقت الحاضر اعتباراتنا على الغازات احادية الذرات مثل الهيليوم والاركون والكريبتون، $\delta e = 0$ فان:

$$\delta e = 0 \text{ and } \therefore \gamma = \frac{\frac{3}{2} r\delta T + r\delta T}{\frac{3}{2} r\delta T} = \frac{5}{3} = 1{\cdot}67.$$

وهذا هو باتفاق ممتاز مع القيم التجريبية للغازات النادرة، كما موضح للاركون والهيليوم في الجدول 1 - 2.

ولكي نتنبأ بالنسبة للحرارات النوعية للغازات ثنائية الذرات فان مبدأ آخر يجب ان يستعمل، وهو نظرية الاقتسام المتساوي للطاقة نسبة الى ماكسويل. ان النظرية تنص على ان معدل الطاقة الحركية المرافقة لكل درجة من الحرية ولكل جزيئة منفردة يكون مساوياً الى $kT\,(2/1)$، حيث ان k ثابت بولتزمان. وبما انه يوجد N_A من الجزيئات في المول الواحد فان الطاقة الكلية المرافقة لكل مول تصبح $1/2\,N_A\,kT$. ان اهمية الاقتسام المتساوي الطاقة تدرك حالاً باعتبار ان الجزيئات هي لغاز احادي الجزيئات. ولتحديد الموقع المضبوط لجزيئة كهذه في الفضاء، يتطلب ثلاثة احداثيات (z, y, x) الكارتيزية بالاحداثيات القطبية) $\varnothing, \Theta, r$. ولايمكن تحديد موقعها بالضبط بأقل من ثلاثة احداثيات. ولذلك نقول بانها تمتلك ثلاث درجات من الحرية او انماطاً يمكن بواسطتها احتواء الطاقة او امتصاصها، ومع كل من هذه يجب ان نربط طاقة مساوية الى $kT\,(2/1)$. وفيزيائياً يعني هذا بأن معدل الطاقة لجزيئة في غاز احادي الجزيئات هو $\frac{1}{2}m\dot{x}^2+\frac{1}{2}m\dot{y}^2+\frac{1}{2}m\dot{z}^2=\frac{3}{2}kT$ حيث ان المعدل $\frac{1}{2}m\dot{x}^2=\frac{1}{2}m\dot{y}^2=\frac{1}{2}m\dot{z}^2=\frac{1}{2}kT$. واضافة لذلك اذا كان هناك n من الجزيئات في وحدة الكتلة فان الطاقة لكل درجة من درجات الحرارة تصبح $nkT\,(2/1)$ أو $rT\,(2/1)$، حيث في مثل هذه الحالة r هو ثابت الغاز في وحدة الكتلة.

ولنعتبر الان جزيئة ثنائية والتي سوف نتصورها مثل الدمبلة التي طولها d (الشكل 1 - 8) والتي سوف نفترض أولاً، انها تحتاج الى ستة احداثيات لتحديد مواقعها، ولكننا نتذكر ان:

$$d^2=(x_2-x_1)^2+(y_2-y_1)^2+(z_2-z_1)^2$$

ويمكن ان ندرك بان خمسة احداثيات فقط تكون ضرورية، ويمكن احتساب السادس من هذه المعادلة. واننا لذلك نقول، بان الجزيئة الثنائية تمتلك خمس درجات من الحرية، واننا يجب ان نربط طاقة حركية مساوية الى $kT\,(2/5)$ مع كل جزيئة.

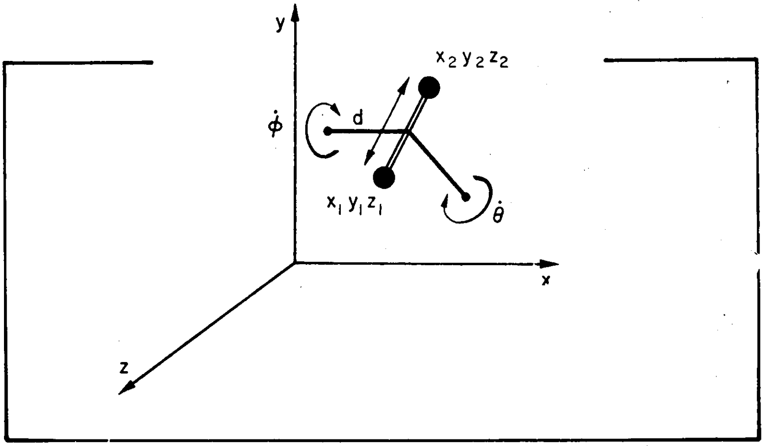
وهذا يعني انه لوحدة الكتلة $\delta E=(3/2)\,nk\delta T=(3/2)\,r\delta T$ و $\delta e=(2/2)\,nk\delta T=(2/2)\,r\delta T$ بحيث ان نسبة الحرارات النوعية تصبح:

$$\gamma=\frac{\frac{3}{2}r\delta T+\frac{2}{2}r\delta T+r\delta T}{\frac{3}{2}r\delta T+\frac{2}{2}r\delta T}=\frac{7}{5}=1{\cdot}4$$

والتي مرة اخرى تكون بأتفاق ممتاز مع القيم التجريبية للهيدروجين والاوكسجين والمعطاة في الجدول 1 - 2. وهذا يمكن تفسيره بدلالة طاقات حركية اضافية، $\frac{1}{2}I_\theta\dot{\theta}^2$ والحاصلة من تدوير كل جزيئة حول محورين ذات تعامد متبادل الى المحور الجزيئي d كما موضح في الشكل 8.1. ان هذه الطاقات لكل واحدة منها كمعدل مساوية الى $\frac{1}{2}kT$ بحيث انها لوحدة الكتلة $e=\frac{1}{2}nI_\theta\dot{\theta}^2+\frac{1}{2}nI_\phi\dot{\phi}^2$, عندما I_θ, I_ϕ $\dot{\theta}, \dot{\phi}$ هي عزوم القصور الذاتي والسرع الزاوية حول المحاور. ان الطاقة الدورانية حول المحور الجزيئي قد افترض اهمالها. بالاضافة الى ذلك، بما ان الجزيئة صلبة، فان ليس هناك حاجة الى طاقة تذبذبية مرتبطة مع هذا النموذج.

وعموماً، لذرة تمتلك α من درجات الحرية، فان نسبة الحرارات النوعية تصبح $\gamma=1+2/\alpha$ فكلما تزداد α مع عدد الذرات في الجزيئة فان α تقترب من الواحد. ان قياسات γ توفر معلومات حول عدد

الذرات في الجزيئة.



الشكل 1 - 8 درجات الحرية لجزيئة ثنائية الذرة

الجدول 1 - 2

مقارنة نسبة الحرارات النوعية المحسوبة والمقاسة لعدد من الغازات

غاز *Gas*	γ (*calc.*)	γ (*obs.*)
Argon	1·667	1·666
Helium	1·667	1·666
Hydrogen	1·400	1·408
Oxygen	1·400	1·396

1 - 11 الحرارات النوعية

لقد حصلت النظرية الحركية نجاحاً واضحاً في التنبؤ بالحرارات الجزيئية للغازات وحتى للاجسام الصلبة. ان الحرارة الجزيئية هي الحرارة المطلوبة لرفع درجة الحرارة للمول الواحد درجة مئوية واحدة. وحسابات مشابهة جداً تمكن الحصول على هذه لكلا الغازات احادية الذرات وثنائية الذرات. ولما كان الغاز احادي الذرة يمتلك ثلاث درجات من الحرية، فان الطاقة الكلية تكون $\frac{3}{2}N_AkT=\frac{3}{2}RT$ عندما N_A هو عدد افوكادرو، عدد الجزيئات في مول واحد و R هو ثابت الغاز لمول واحد. وباستعادة الذاكرة بان R = 8.32 جول للمول الواحد، فان الحرارة الجزيئية 3 / 2 R = 3 / 2 × 8.32 = 12.48 J / deg C وهذه هي نفس القيمة التجريبية 12.48 J / deg C للاركون. اما مع الغاز ثنائي الذرة فانه يمتلك خمس درجات من الحرية، E = (5 / 2) RT، وان الحرارة الجزيئية هي 5 / 2 × 8.32 = 20.80 J / degC وان القيمة التجريبية للهيدروجين هي 20.2 J / deg C، ومرة ثانية يكون الاتفاق واضحاً بصورة جيدة. وحتى انه اكثر دهشة ان نجد بان هذه الحجة يمكن ان تمتد الى الاجسام الصلبة والتي تكون فيها الذرات

متراصة اكثر بكثير وقريبة من بعضها بحيث ان كل ذرة تكون متأثرة وبصورة دائمة بالقوى بسبب جاراتها وان طاقاتها اصبحت دالة لمواقعها. ويجب علينا الآن ان نعتبر بان الذرات تمتلك طاقة كامنة اضافة الى الطاقة الحركية. ان الذرات تستطيع ان تتذبذب حول اي موقع متوسط فقط. وانها تمتلك لذلك، ثلاث درجات من الحرية والتي يجب ان تربط معها طاقة حركية مساوية الى $(3/2)\,RT$. اضافة الى ذلك في نظام متذبذب يكون معدل الطاقة الحركية مساوياً الى معدل الطاقة الكامنة، بحيث تصبح الطاقة الكلية $(3/2)\,RT + (3/2)\,RT = 3RT$. وتكون الحرارة الجزيئية بذلك $3R = 24.96\,J/degC$. وهذا طبعاً معروف جداً بقانون دولونك وبتيت.

ان الاعتبارات اعلاه تمكننا ان نجد قيمة لثابت بولتزمان k والتي تعطى بـ:

$$k = \frac{R}{N_A} = \frac{8{\cdot}32}{6{\cdot}02 \times 10^{23}} = 1{\cdot}38 \times 10^{-23}\ \text{joule/deg C}$$

حيث R تؤخذ بالوحدات الميكانيكية وقيمة N_A يمكن توقعها. وفي آخر هذا الفصل سوف نشتق قيمتها استناداً الى اعتبارات الحجوم الجزيئية.

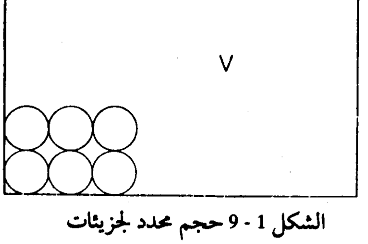
1 - 12 معادلة فان دير والز

ان النجاح المثير للنظرية الحركية في التنبؤ بقوانين الغاز والحرارات النوعية يقود المرء للتساؤل تحت أية ظروف سوف تبدأ في الاخفاق. وباستعادة الفرضيات الابتدائية الى الذاكرة فيما يتعلق بحجم الجزيئات وفقدها للتجاذب المتبادل، فاننا سوف نتوقع ان قانون بويل سوف يخفق عندما تجبر الجزيئات على ان تكون قريبة جداً من بعضها. وهذا يحصل عندما تكون الغازات الاعتيادية تحت تأثير ضغوط عالية، حيث تحت ظروف كهذه علينا ان نتوقع وجود انحرافات عن قانون بويل. ان الاستقصاءات التجريبية لقانون بويل في كثافات عالية جداً، حيث اخذت لغازات مختلفة من قبل ريجنولد وأما كات واندروز الذين اوضحوا بان سلوك الغاز يمكن تمثيله تجريبياً بالمعادلة:

$$pV = A + Bp + Cp^2$$

حيث أن B و C هي ثوابت صغيرة ذات قيم تقريبية $B = 10^{-3}\,A$ و $C = 10^{-6}\,A$. انه من الواضح بان قانون الغاز المثالي هو تقريب مقارب جداً للسلوك الحقيقي لغاز حقيقي.

لقد ادخل فان دير والز تصحيحات في معادلة الغاز المثالي لكي يسمح للتجاذب المتبادل والحجم المحدد للجزيئات. والشكل 1 - 9 يبين جزيئات كتلة معينة من غاز تكاثف كجسم صلب في احدى زوايا الحجم V، الذي يكون كله محتل عادة في الحالة الغازية.

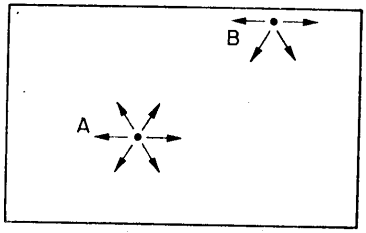


الشكل 1 - 9 حجم محدد لجزيئات

ان حجوم الجزيئات التي تكون مبالغ فيها الى حد كبير نسبة الى V، تتضمن بان الحجم المؤثر الذي تتحرك فيه الجزيئات هو اقل بقليل من الحجم المقاس. ان معادلة الغاز المثالي تصبح $p(v - b) = RT$ حيث V هو الحجم المقاس و b هو ثابت يعتمد على الحجم المحتل من قبل الجزيئات. لقد بينت الحسابات الدقيقة ان b هو اربع مرات الحجم الحقيقي للجزيئات، ولذلك للدقائق الكروية التي قطرها d فان:

$$b = 4N_A \frac{4\pi}{3}\left(\frac{d}{2}\right)^3 = \frac{2\pi}{3} N_A d^3$$

ان التجاذب المتبادل بين الجزيئات يؤدي الى نقصان في الضغط المسلط من قبل الغاز. وان جزيئة ما مثل A (الشكل 1 - 10) في جسم الغاز تعاني قوى في جميع الاتجاهات بحيث على العموم لاتنجذب الجزيئات بصورة منفصلة في أي اتجاه. وعلى أي حال، عندما تقترب جزيئة من المحيط، يصبح هذا



الشكل 1 - 10 التجاذب المتبادل للجزيئات

التوازن غير محفوظ حيث تخضع الجزيئات الى قوة معوقة تقلل من زخمها. ان التغيير في الزخم عند الاصطدام بالمحيط يكون أقل عندما تكون هذه القوة المعوقة مهملة، والضغط المسلط يكون اقل ايضا. ان الضغط الجزيئي الحقيقي يكون لذلك اعظم من الضغط الملحوظ وان حد تصحيحي صغير يجب لذلك ان يضاف. تبين الحسابات التفصيلية بان هذا على شكل a / V^2، حيث a هو ثابت صغير ولذلك فان معادلة فان دير والز تصبح:

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT.$$

تتنبأ هذه المعادلة بنجاح السلوك العام لعدة غازات على مدى واسع من الظروف وخصوصاً تحت الضغط العالي وقرب نقطة التسييل. ومعادلات اخرى يمكن عملها لتوافق بدقة اكثر على مدى محدد من الظروف، ولكن ولا واحدة منها حصلت على الفائدة العامة من معادلة فان دير والز. ويمكن كتابة المعادلة بعد الاضافات كما يلي:

$$pV = RT + p\left(b - \frac{a}{RT}\right) + p^2 \frac{ab}{R^2T^2}$$

حيث يكون مسموحاً ان يستعمل $pV = RT$ في الحدود التصحيحية وبمقارنة هذا مع المعادلة التي وجدت من التجربة، سوف يرى بان $A = RT$, $B = b - a / RT$ و $C = ab / R^2T^2$. وسوف يدرك انه في درجة حرارة معينة T_B، يكون الثابت $B = 0$ لذا فان الغاز يخضع لقانون بويل الى حد كبير وان هذه الدرجة الحرارية معروفة بدرجة حرارة بويل ويمكن احتسابها من $T_B = a / RT$.

ويقيت نقطة واحدة تتطلب جهداً. لقد سمحنا بالتجاذب المتبادل للجزيئات، ولكننا لحد الان نعتمد على التنافر الحاصل من جدران الوعاء الحاوي لها كي نتحسب للضغط. وانه لذلك فمن الضروري ان نشرح كيف يمكن ان يحصل التجاذب في أحد الاوقات والتنافر في وقت آخر. ومن معرفة التركيب الذري، سوف يحصل تنافر شديد كلما تتداخل القشرات الالكترونية الخارجية لذرتين بعضها مع البعض الاخر. ان قوة التنافر تعطى بالعلاقة B / r^{13} حيث r هي المسافة بين مركزي الذرتين و B هو ثابت. وفي نفس الوقت فان الجزيئات تستقطب بعضها البعض مضعفة بذلك كهربائية ذا القطبين. ان التفاعل الحاصل بين ثنائية الاقطاب الكهربائية هو المسؤول عن قوى الجذب بين الجزيئات والتي تسمى بقوة فان دير والز وتأخذ الشكل α/r^7 . حيث ان α هو ثابت آخر. لذا فان محصلة قوة التجاذب هي :

$$\frac{\alpha}{r^7} - \frac{\beta}{r^{13}}.$$

ان المعالجة التفصيلية هي خارج نطاق هذا الكتاب، إلا ان هذه العلاقة تشير الى كيفية تحول قوة التجاذب ضمن مسافات معتدلة الى قوة تنافر كلما قلت المسافة r بين الجزيئات.

1- 13 الحجوم الجزيئية

تجهزنا النظرية الحركية بقرائن ثمينة عن معدل حجوم الذرات والجزيئات. وانه بالامكان احتساب معدل المسار الحر من قياسات اللزوجة والتوصيل الحراري. ففي حالة الاوكسجين تكون اللزوجة $\eta = 21 \times 10^{-6}\ Ns\, m^{-2}$، والكثافة $\rho = 32 \div 22.4\ kg / m^3$ والجذر التربيعي لمعدل مربع السرعة في درجة حرارة $O^\circ C$ هو $460\ m / s$ فان معدل المسار الحر يعطى بالعلاقة :

$$L = \frac{3\eta}{\rho v} = \frac{3 \times 21 \times 10^{-6}}{(32 \div 22{\cdot}4) \times 460} = 95 \times 10^{-9}\ m\ (95\ nm).$$

ان تأكيد هذا تم الحصول عليه من قياسات التوصيل الحراري على غاز الاوكسجين. حيث ان التوصيل $K = 23.4 \times 10^{-3}\ J\, m^{-1}\, s^{-1}\, deg\, C^{-1}$ وان الحرارة النوعية للكيلو غرام الواحد $C_v = 650 JKg^{-1}\, degC^{-1}$

بحيث ان معدل المسار الحر هو:

$$L = \frac{3K}{\rho v C_v} = \frac{3 \times 23{\cdot}4 \times 10^{-3}}{(32 \div 22{\cdot}4) \times 460 \times 650} = 160 \times 10^{-9}\ m \text{ or } 160\ nm.$$

تبين هذه الحسابات بان معدل المسار الحر يمكن ان يؤخذ كمعدل 130 nm ، والآن يمكن الحصول على $d^2 n$ وذلك من معدل القيمتين اعلاه حيث ان :

$$L = 130 \times 10^{-9} = \frac{1}{\pi d^2 n}$$

$$\therefore \; d^2 n = \frac{10^9}{\pi . 130} = 2\cdot5 \times 10^6 \text{ m}^2.$$

وفي هذه العلاقة n هي عدد الجزيئات في متر مكعب واحد . واذا ماتذكرنا بان المول الواحد لأي غاز يشغل 22.4 لتراً لذا يمكننا ان نكتب :

$$d^2 N_A = 2\cdot5 \times 10^6 \times 22\cdot4 \times 10^{-3}$$

لذا فان :

$$d^2 N_A = 5\cdot6 \times 10^4 \text{ m}^2,$$

حيث ان N_A هو عدد افوكادرو.

ولكي نعين N_A و d بصورة منفصلة ، فان علاقة اخرى بينهما تكون مطلوبة . وعلاقة كهذه يمكن ان تحصل من الحجم الجزيئي في الحالة الصلبة أو الحالة الغازية . تعتمد هذه القيمة على التقارب الذي عليه الجزيئات في الترابط مع بعضها، وسوف يفي بالغرض معرفة قيمة المقدار المشمول . فاذا فرضنا بان كل جزيئة تشغل حجم وحدة مكعب واحدة ضلعه d فيكون حجم المول الواحد $d^3 N_A$. ولما كان الوزن النوعي للاوكسجين السائل هو 1.14، فان مولاً واحداً من الاوكسجين السائل سوف يحتل $28 \times 10^{-6} \text{m}^3$، واذا فرضنا بان الجزيئات تكون جميعها متلامسة سوف نحصل على :

$$d^3 N_A = 28 \times 10^{-6} \text{ m}^3.$$

وان الادلة المؤيدة لهذا متوفرة من قيمة الثابت b في معادلة فان دير والز . ولمول واحد من الاوكسجين $b = 31.6 \times 10^{-6} \text{ m}^3$ ، والتي هي أربع مرات حجم الجزيئات . وهكذا فانه في 22.4 لتراً أو 0.0224 m^3 من الاوكسجين في الظروف القياسية من ضغط ودرجة حرارة، يكون الحجم الحقيقي المحتل من قبل الجزيئات حوالي $8 \times 10^{-6} \text{ m}^3$ فقط .

$$\frac{4\pi}{3}\left(\frac{d}{2}\right)^3 N_A = 8 \times 10^{-6}$$

$$\therefore \; d^3 N_A = 15 \times 10^{-6} \text{ m}^3.$$

وهذا هو تأكيد معقول وجيد للقيمة الاولى، بحيث عندما نتبنى قيمة متوسطة يكون لدينا معادلة ثانية $d^3 N_A = 22 \times 10^{-6}$ وبمقارنة هذا مع $d^3 N_A = 5.6 \times 10^4$ والتي تم الحصول عليه سابقاً، حيث يمكننا ان نحسب القطر الجزيئي $d = 40 \times 10^{-9}$ m أو 40 nm وان عدد افوكادرو $N_A = 3.5 \times 10^{23}$ جزيئة في المول الواحد . وببساطة هذه هي دلائل على قيم d و N_A. وبطرق اكثر دقة والتي ستوصف فيما بعد تبين بان $N_A = 6.02 \times 10^{23}$ وبطرق اخرى مستندة على الحركة البراونية، وقوة الشد السطحي والحرارة الكامنة سنحصل على قيم مشابهة لـ N_A و d .

1 - 14 الخلاصة

رأينا في هذا الفصل كيف ان الفرضيات الذرية والجزيئية قادت الى النظرية الحركية للغازات التي بدورها تفسر مدى واسعاً من الظواهر في حقل الحرارة على الاخص. وبصورة خاصة قد تبين بان الحرارة نفسها هي مظهر للطاقة الحركية للجزيئات. ففي الجزء الاخير، رأينا كيفية ايجاد الحجوم الجزيئية وعدد الذرات والجزيئات في حجم معين مستعيناً بقياس الكميات الفيزيائية.

مسائل

(المسائل المؤشرة بنجمة قد تم حلها بصورة كاملة في نهاية الفصل)

1 - 1 احسب الجذر التربيعي لمعدل مربع السرعة لجزيئات النتروجين تحت الظروف القياسية S. T. P. الوزن الجزيئي للنتروجين هو 14 وان الجزيئة ثنائية الذرات. الجواب: (4.9×10^2 m / s).

*1 - 2 احسب الجذر التربيعي لمعدل مربع السرعة لجزيئات الهيليوم عند درجة الحرارة $50\,^0C$—. الوزن الجزيئي للهيليوم هو 4 وانها احادية الذرة. الجواب: (11.7×10^2 m / s)

1 - 3 يمكن الحصول على اوطأ ضغط بواسطة مضخة الانتشار وبمساعدة مضخة دورانية هو 10^{-6} mm زئبق. احسب عدد الجزيئات في الملمتر المكعب التي ماتزال باقية. ان الغاز في الظروف القياسية يحتوي على 2.7×10^{16} جزيئة. خذ بنظر الاعتبار كيف ان التغييرات في درجات الحرارة يحتمل ان تؤثر على القيمة التي ستحصل عليها. الجواب: (3.55×10^7 جزيئة).

1 - 4 يمكن كتابة معادلة الغاز الحقيقي على شكل $PV = A + BP + CP^2$. اوجد قيمة الثوابت C, B, A بدلالة الثوابت في معادلة فان دير والز. اوجد ايضا درجة الحرارة التي يخضع فيها الغاز الى قانون بويل لحد كبير. الجواب: ($A = RT$, $B = b - a/RT$, $C = ab/R^2T^2$ and $T_B = a/Rb$)

1 - 5 عرّف معدل المسار الحر والتوصيل الحراري وكوّن علاقة بين هذه الكميات لغاز ما. ان معدل المسار الحر للاوكسجين في الظروف القياسية هو 10^{-7} متر. احسب القطر الفعال لجزيئة الاوكسجين وعدد الاصطدامات في الثانية. الجواب: (0.35 nm, 4.4×10^9)

1 - 6 ينص قانون دولونك وبتيت على ان حاصل ضرب الوزن الجزيئي والحرارة النوعية لعنصر ما هو ثابت ويساوي حوالي 25. بيّن الى أي حد يمكن ان يبرّر هذا باستعمال النظرية الحركية. اشرح بدقة الفرضيات التي تعملها واستعمل الوحدات الميكانيكية.

1 - 7 الى اية درجة حرارة يجب ان يرفع الاركون بحيث تمتلك الجزيئات نفس الجذر التربيعي لمعدل مربع السرعة كجزيئات النتروجين في $^{\circ}$OC؟ الاركون هو غاز احادي الذرة وزنه الذري 40.
الجواب: (117 C$^{\circ}$).

1 - 8 اشتق تعبيراً للزوجة بدلالة معدل المسار الحر وبيّن انه لغاز معيّن تتناسب اللزوجة طردياً مع الجذر التربيعي لدرجة الحرارة المطلقة.

1 - 9 كوّن علاقة للتوصيل الحراري بدلالة معدل المسار الحرَ وبيّن انه لغاز معين يتناسب التوصيل الحراري مباشرة مع الجذر التربيعي لدرجة الحرارة المطلقة.

1 - 10 اذا كانت لزوجة الاوكسجين 20.9×10^{-6} Ns m^{-2}، احسب معدل المسار الحر لجزيئات الاوكسجين (أ) في الظروف القياسية S. T. P (ب) في ضغط 0.76 ملمتر زئبق.

الجواب: (95 nm, 95 μm).

*1 - 11 المسافة بين الاقطاب في انبوبة تفريغ 250 ملمتر. احسب الضغط الذي يصل اليه حيز كروك المظلم لغاية الانود. افرض بان الانبوب كان ابتداءاً مملوءاً بالهواء وان معدل قطر الجزيئات هو: 0.1nm

الجواب: (3.6×10^{-3} mm Hg).

1 - 12 اذا كان الوزن النوعي للرصاص 3 . 11 ووزنه الذري 207، احسب عدد الذرات في السنتمتر المكعب. الجواب: (5.5×10^{21}).

1 - 13 احسب عدد افوكادرو وقطر ذرة الهيليوم اذا علمت ان اللزوجة في الظروف القياسية هي 1.9×10^{-5} Ns m^{-2} وان الوزن النوعي للهيليوم السائل هو 0.15

الجواب: (92 pm, 3.5×10^{24}).

1 - 14 اذا كان الوزن النوعي للاركون السائل 1.4، قارن الفاصلة بين الذرات في الاركون الغازي في الظروف القياسية مع قطر ذرة الاركون. الجواب: (9.3).

1 - 15 احسب الحرارة النوعية لغرام واحد من الاركون، مستعملاً قيمة التوصيل الحراري 1.75×10^{-2} Joule s^{-1} m^{-1} $^{\circ}$K^{-1}، واحسب معدل المسار الحر في الظروف القياسية. الجواب: (2.3×10^{-4} mm ≡ 0.23 μm).

1 - 16 قارن بين اقطار ذرة الزينون وذرة الهيليوم اذا كانت لزوجتهما متساويتين واوزانهما الذرية 131 و 4 على التوالي. الجواب: (xenon diameter = 2.4 helium dia.)

1 - 17 اضيفت 2.8 مليغرام من حامض الاوليك على سطح نظيف فتكونت طبقة دائرية من سطح جزيئي احادي قطرها متر واحد. اوجد حجم جزيئة واحدة وعدد افوكادرو. علماً بان جزيئة حامض الاوليك اطول حوالي عشر مرات من عرضها او عمقها ولها وزن جزيئي مقداره 282 ووزن نوعي 0.1. الجواب: (3.5×10^{-7} mm ≡ 0.35 nm, 6.5×10^{23}).

حلول لمسائل

1 - 2 في درجة الحرارة 0^{0}C وضغط 760 ملمتر زئبق، 4 غرامات من الهيليوم تشغل 0.0224 متر مكعب. وبتحويل هذه المعلومات الى وحدات S. I، فان السرعة في درجة حرارة 0°C تعطى بـ:

$$v_0 = \sqrt{\frac{3p}{\rho_0}} = \sqrt{\frac{3 \times 0{\cdot}76 \times 13{\cdot}6 \times 10^3 \times 9{\cdot}81}{4 \times 10^{-3} \div 0{\cdot}0224 \times 10^{-3}}}$$

$$= 1300 \text{ m/s.}$$

ولنتذكر بان:

$$v \propto \sqrt{T}$$

$$\frac{v_{-50}}{v_0} = \sqrt{\frac{273-50}{273}}$$

$$v_{-50} = 1300\sqrt{0.82} = \underline{1170 \text{ m/s.}}$$

1 - 11 ان حيز كرووك المظلم سوف يكون على وشك الوصول الى المصعد عندما يصبح معدل المسار الحر مساوياً الى الفاصلة بين القطبين. لذا علينا ان نحسب الضغط المقابل لمعدل المسار الحر 250 ملمتر. وفي ضغط معين، يكون عدد الجزيئات في المتر المكعب n:

$$L = \frac{1}{\pi d^2 n}$$

$$0.25 = \frac{1}{\pi 10^{-20} n}$$

$$n = 1.27 \times 10^{20}.$$

وفي الضغط الاعتيادي $N_A = 6.02 \times 10^{23}$ لكل 22.4 لتر وفي المتر المكعب الواحد:

$$n' = \frac{6.02 \times 10^{23}}{0.0224}$$

لذا فان الضغط المطلوب هو:

$$\frac{n}{n'} = 1.27 \times 10^{20} \div \frac{6.02 \times 10^{23}}{22.4 \times 10^{-3}}$$

$$= 4.7 \times 10^{-6} \text{ atmospheres}$$

$$= 4.7 \times 10^{-6} \times 760 \text{ mm of mercury}$$

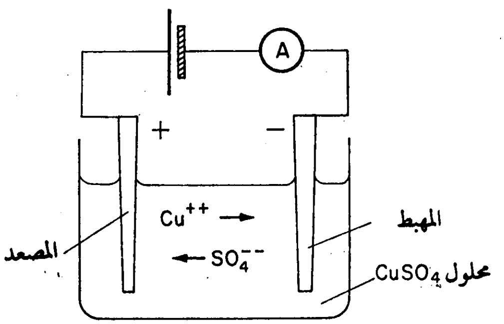
$$= \underline{3.6 \times 10^{-3}} \text{ } \underline{\text{mm of mercury or } 3.6\ \mu\text{m.}}$$

الفصل 2

الالكترون

2 - 1 التوصيل الكهربائي في المحاليل

عندما توضع صفيحتان من النحاس في محلول كبريتات النحاس فان تياراً سيسري في المحلول ويترسب النحاس على المهبط (الشكل 1.2). وهذه هي عملية التحلل الكهربائي التي تحدث عندما تمرر الكهربائية خلال محلول لملح غير عضوي في الماء. وفي هذه الحالة يمر النحاس في السائل عند المصعد (الانود). حيث تحصل تأثيرات كيميائية مختلفة على الاقطاب في خلية التحلل طبقاً لطبيعة الالكتروليت والمواد المستعملة كأقطاب. هذه التفاعلات تعود دائماً الى الاكسدة او الاختزال لمادة القطب والالكتروليت.



الشكل 2 - 1 توصيل الكهربائية خلال محلول

اكتشف فارادي القانونين اللذين يحكمان كمية المادة المترسبة خلال عملية التحلل. فالقانون الاول ينص على ان الكتلة m بالغرامات لاية مادة تتحرر من المحلول تتناسب مع كمية الكهربائية C بالكولوم التي تمر خلال المحلول. وهذا يمكن التعبير عنه بالعلاقة $m = zC = z\ It$ حيث z هو ثابت يسمى المكافىء الكهروكيميائي ويقاس بالغرام\كولوم، I هو التيار المار بالامبيرات و t هو الزمن الذي يمر خلاله التيار بالثواني. وقانون فارادي الثاني ينص على ان كتلة المادة المتحررة بكمية معينة من الكهربائية تتناسب مع المكافىء الكيميائي E للمادة والقانونان معاً يمكن ان يكتبا بالصيغة $m = EC / F$، حيث F هو ثابت اخر يعرّف على انه ثابت فارادي يساوي $Z = E / F$. فعندما $m = E$ و $F = C$ نجد بان ثابت فارادي هو كمية الكهربائية بالكولوم المطلوبة لترسيب غرام ـ مكافىء واحد من المادة.

وفي حالة النحاس الذي وزنه الذري 63.54 وتكافؤه 2، سيكون الوزن المكافىء له 31.77. ووجد بان المكافىء الكهرو كيميائي له هو 0.0003294 لذا يمكن ايجاد ثابت فارادي من العلاقة:

$$F = \frac{E}{z} = \frac{31{\cdot}77}{0{\cdot}0003294} = 96\ 448 \text{ coulombs/gram-equivalent.}$$

وفي حالة الفضة التي فيها $E = 107.88$ و $z = 0.0011180$ نحصل على $F = 96494$ كولوم \ غرام - مكافىء. ان احسن قيمة عددية لـ F هي 96522 ولكن 96500 هو جيد بما فيه الكفاية لمعظم الاغراض العملية. وضمن حدود الخطأ التجريبي فان ثابت فاراداي هو نفسه لجميع الايونات مما يقترح ان كل أيون احادي التكافؤ في محلول يحمل نفس الشحنة لان عدد الجزيئات (ولذلك الايونات) في المول الواحد هو نفسه لكل المواد. والايونات ثنائية وثلاثية التكافؤ تحمل اثنتين او ثلاث من الشحنات على التوالي. وهذا حمل هيلمهولتز على الاعتقاد بان الكهربائية لها تركيب ذري. ان الاسم (الكترون) لوحدة الشحنة الكهربائية هذه استعمل لاول مرة من قبل جونستون ستوني في 1891. وفي ذلك الوقت لم يكن هناك دليل ملموس لمعرفة فيما اذا كان الالكترون يحمل شحنة موجبة او شحنة سالبة. فاذا كانت e شحنة الالكترون او الايون و N_A عدد افوكادرو هو عدد الذرات في المول الواحد، فان الشحنة الكلية المصاحبة للمول وثابت فاراداي يعطى بالعلاقة $F = N_A e$ حيث من معرفة N_A سنتمكن من حساب الشحنة الالكترونية.

والان اصبح معروفاً بان التوصيل خلال السوائل ينشأ من وجود الايونات والتي هي الذرات او مجموعة من الذرات تحمل شحنة من الكهربائية أما موجبة او سالبة والتيار يحمل بحركة الايونات عبر السائل تحت تأثير المجال الكهربائي كما موضح في الشكل 2 - 1. ففي حالة محلول كبريتات النحاس يوجد هناك ايونات النحاس التي تحمل شحنتين موجبتين Cu^{2+} وأيونات الكبريتات التي تمتلك شحنتين سالبتين SO_4^{2-}. ويكون تأين محلول كبريتات النحاس كما في المعادلة:

$$CuSO_4 \rightarrow Cu^{2+} + SO_4^{2-}.$$

ان أيونات cu^{2+} تنجذب نحو المهبط (الكاثود)، وباعطاء شحنتها الموجبة تترسب كنحاس معدني. أما ايونات SO_4^{2-} فعند وصولها الى المصعد (الانود) تكون مسؤولة عن فعل ثانوي والذي فيه يذهب النحاس من القطب (الالكترود) الى المحلول ويستلم المصعد الشحنات السالبة:

$$SO_4^{2-} + Cu \rightarrow CuSO_4 + 2\ominus.$$

فاذا عمل القطب من مادة تتحد مع جذر الكبريتات (مثل قطب بلاتيني) فسوف يتحرر الاوكسجين بدلا عن ذلك طبقاً للمعادلة:

$$2SO_4^{2-} + 2H_2O \rightarrow 2H_2SO_4 + O_2\uparrow + 2\ominus.$$

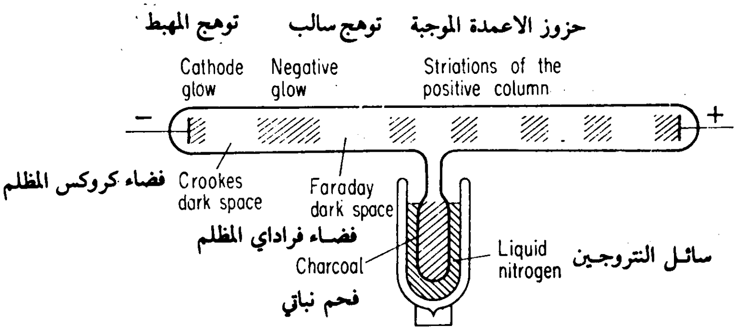
وهكذا فان الشحنات الكهربائية الموجبة والسالبة تستطيع ان تمر عبر المحلول مكونة تياراً كهربائياً وهذا يسبب تحلل المحلول.

2 - 2 التوصيل في الغازات

ان الهواء تحت الضغط الجوي الاعتيادي يكون عازلاً تقريباً. وان مجالاً كهربائياً من مرتبة 3MV / m يكون مطلوباً لجعله موصلاً للكهربائية. ففي انبوبة مفرغة طولها متر تقريباً تحتوي على الهواء تحت ضغط عدة ملمترات وتمتلك شعبة جانبية تحتوي على الفحم النباتي المبرد بالهواء المسال، فان الضغط يهبط فيها

بصورة مستمرة الى قيمة واطئة جداً كلما يمتص الفحم الهواء. وفي نفس الوقت اذا سلط على طرفي الانبوبة فرقاً في الجهد حوالي عشرة الاف فولت فسوف يظهر توهج وردي بين الاقطاب. وكلما هبط الضغط فان هذا التوهج يتصل مكوناً حزمة مستمرة تملأ الانبوبة. وفي ضغط حوالي مليمتر زئبق يمكن تمييز عدة مناطق مميزة في الانبوبة كما تظهر في الشكل 2 - 2. وكلما انخفض الضغط اكثر فان الانتقالات تنتشر خارجاً وتتحرك على امتداد الانبوبة مختفية عند المصعد (الانود). واخيراً، تحت ضغط حوالي مايكرومتر زئبق فان فضاء كرووك المظلم يمتد على طول الانبوب تاركاً فقط توهج ضئيل على المهبط (الكاثود) والذي يعرف بالتوهج المهبطي.

ان فعالية التفريغ معقدة، ولكي نحصل على ادراك نوعي للعملية، يجب ان نعلم مسبقاً عن التركيب الذري. ان بعض الايونات تكون دائماً موجودة في الغاز الموجود في الانبوب بسبب النشاط الاشعاعي، الاشعة الكونية، الخ. ونحن نعلم بان مثل هذه الايونات تتكون من الكترونات سالبة



الشكل 2 - 2 توصيل الكهربائية خلال غاز

وأيونات غازية موجبة. ولكون الالكترونات اصغر بكثير من الايونات الموجبة فانها تتعجل بسرعة الى المصعد تاركة وفرة من الايونات الموجبة الاقل حركة على مقربة من المهبط. وهذا التركيز للايونات الموجبة يسبب هبوطاً سريعاً في الجهد عند المهبط. وعندما تصطدم الايونات الموجبة المعجلة بالمهبط تتحرر الكترونات اكثر. وهذه تتعجل مع انخفاض جهد المهبط، وفي أي وقت يجابه احدها جزيئة غاز فان كثيراً من طاقته تنتقل الى الجزيئة. ويقال بان جزيئة الغاز هذه بانها متهيجة، وعندما تعود الى حالتها الاعتيادية فانها تفقد طاقتها بالاشعاع الذي يظهر على شكل توهج سالب. ان طيف هذا الاشعاع هو سلوك مميز للغاز في الانبوبة. ويعتمد طول فضاء كرووك المظلم على معدل المسار الحر للالكترون. وبعد مرور الالكترونات خلال التوهج السالب فانها ترتد لكون طاقتها غير كافية لتهييج جزيئات الغاز، وبذا يحصل فضاء فاراداي المظلم. وبعد اجتياز الالكترونات فضاء فاراداي المظلم تصبح طاقتها كافية لتهييج جزيئات الغاز في بداية العمود الموجب.

يمكن ان يعزى تكوين الخطوط في العمود الموجب الى تأخير في حصول عملية التأين ليدع الالكترونات تنتقل مسافة اكثر قبل ان تحصل ثانية على طاقة كافية لتهيج جزيئات الغاز. وهذا هو سبب ازدياد بعد الفواصل بين الخطوط واطوال المناطق المظلمة لكرووك وفاراداي وكلما يقل الضغط ويصبح معدل المسار الحر اطول. وتستمر هذه الحالة الى ان يصبح الضغط منخفضاً جداً بحيث يمكن للالكترون ان ينتقل على طول الانبوبة دون مجابهة، ويكون معدل المسار والحالة هذه اكبر بقليل من الفاصلة بين الاقطاب كما وان فضاء كرووك المظلم يملأ كل الانبوبة. وفي هذه المرحلة فان تركيزاً قليلاً

من الايونات الموجبة يحفظ تدرج الجهد قرب الكاثود. وهذا يجهز الالكترونات بمعظم طاقاتها، حيث تنتقل في خطوط مستقيمة عمودية على الكاثود ولا يبقى للمجالات الكهربائية المتبقية في الانبوب إلا تأثير قليل جداً عليها.

2 - 3 خواص الاشعة الكاثودية

قبل اكتشاف الالكترون كانت هذه السيول من الالكترونات يشار اليها بانها الاشعة الكاثودية. ان خواص هذه الاشعة الكاثودية قد درست في النصف الأخير من القرن التاسع عشر، خصوصاً بالاستعراضات المتميزة لكروكس ولينارد.

ان العديد من الخامات والزجاج تتفلور بلون متميز عندما توضع في حزمة من الاشعة الكاثودية. ان هذه الاشعاعات تنتقل بخطوط مستقيمة عمودية على الكاثود وقد تم توضيحها بوضع جسم ما، غالباً على شكل صليب في مسار الاشعة الكاثودية. وان ظل هذا الصليب يبين الفلورة. وانها ايضاً تحمل طاقة يمكن ان تحول الى حرارة بتوجيهها على رقاقة بلاتين خفيفة التي سرعان ماتصبح حمراء او بيضاء ساخنة. والاشعة الكاثودية يمكن انحرافها بمجالات كهربائية ومغناطيسية مما يدل بوضوح انها تحمل شحنة سالبة. وربما يكون الاكثر اهمية من كل هذا هو ان الاشعة الكاثودية لاتعتمد على المادة المستعملة للاقطاب ولا على الغاز الذي يملأ انبوبة التفريغ. وتبدو انها مركب مشترك لجميع المواد. كما وانها ايضا تستطيع ان تسّود صفيحة فوتوغرافية وان تمر خلال صفيحة رقيقة من المعدن.

2 - 4 طريقة ثومسون لقياس الشحنة في وحدة الكتلة (e / m)

عند اعادته النظر في مواصفات الاشعة الكاثودية في 1897 اقترح تومسون فرضية مفادها ان الاشعة الكاثودية هي سيول من الدقائق سالبة الشحنة تتولد في الكاثود نفسه وتتحرك بسرعة عالية. فقد وصف تجربة يمكن بواسطتها تعيين نسبة الشحنة الى الكتلة لمثل هذه الدقائق. يبين الشكل 2 - 3 انبوبة مفرغة تجري منها الاشعة الكاثودية من الكاثود C وتسقط على الانود A. يوجد في A ثقب صغير يسمح بمرور حزمة من الاشعة الكا ثودية الى B التي تحتوي ايضاً على ثقب صغير مشابه كما في A. وكما موضح في الشكل، يمكن انحراف الحزمة الضيقة للاشعة الكاثودية في المستوى العمودي بمجال كهربائي بين الصفيحتين المتوازيتين. ويمكن ايضا حرفها في نفس المستوى بمجال مغناطيسي عمودي على الورقة.

ان النقطة التي ترتطم عندها الاشعة الكاثودية على الشاشة S تظهر على شكل بقعة ضوئية متفلورة، لكون الشاشة مطلية من الداخل بمادة قابلة للتفلور مثل كبريتيد الزنك. في التحليل الذي نتبعه سوف يفترض على ان المجالات الكهربائية والمغناطيسية مقتصرة على الحيز بين الصفيحتين المتوازيتين. ولو ان هذا لايمكن الحصول عليه عملياً، الا ان هذه الفرضية تمكننا من ادراك الطريقة بسهولة وبدون رياضيات معقدة.

افرض ان قيمة المجال الكهربائي E وكثافة تدفق المجال المغناطيسي B تنظمان على ان لاتنحرف حزمة الاشعة الكاثودية وتسقط على S. وان القوة المسلطة على الدقيقة بسبب المجال الكهربائي تتوازن مع القوة الناتجة من المجال المغناطيسي أي $Ee = Bev$ حيث e هي الشحنة على الدقيقة و v هي سرعتها. فان السرعة تعطى بالعلاقة $v = E/B$ ، أي النسبة بين المجال الكهربائي والمجال المغناطيسي. لقد وجدت هذه السرعات عالية جداً تقترب من 10^7 m / s لكونها تعتمد على فرق الجهد V عبر الانبوبة، حيث ان $Ve = \frac{1}{2}mv^2$.

تعاني الجسيمة انحرافاً في المجال الكهربائي بسبب التعجيل الذي يسببه عمودياً على اتجاه الحركة. ومن قانون نيوتن الثاني نجد $Ee = m\ddot{y} = 2my/t^2$ حيث $\ddot{y}$ هو التعجيل على الاحداثي y، m كتلة

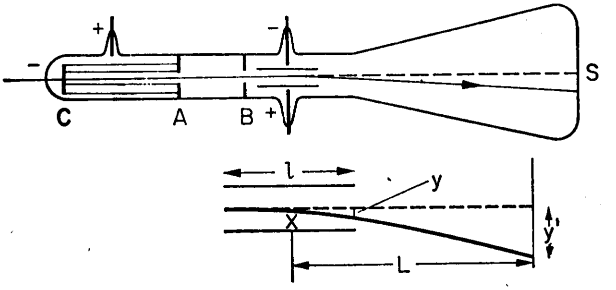
الجسيمة، y هو الازاحة العمودية عندما تغادر الصفيحتين و t هو الزمن المستغرق لتقطع المجال الكهربائي. ولذلك فان $e/m=2y/Et^2=2y\ v^2/El^2$ حيث l هو المسافة المقطوعة في المجال الكهربائي.
وبالتعويض عن السرعة نحصل على:

$$e/m=2yE/l^2B^2$$

يبين الشكل 2 - 3 على ان الانحراف y للجسيمة في المجال الكهربائي المنتظم يمكن افتراضه بانه يكافىء الى انحراف آني مفاجىء في مركز المجال. لذا يمكن ايجاد y من y' وذلك باستعمال تشابه المثلثات حيث ان:

$$y/\tfrac{1}{2}l=y'/L.$$

في هذه التجربة افترض ثومسون ان جميع الجسيمات لها نفس e / m ونفس السرعة. لقد بينت هذه التجربة والعديد من التجارب الاخرى على ان e / m هي نفسها للاشعة الكاثودية المتولدة في غازات مختلفة ومع العديد من المعادن المختلفة عندما استخدمت ككاثود، مما يؤكد فرضية ثومسون بان الاشعة الكاثودية هي جسيمات سالبة الشحنة وانها صفة مشتركة لعدد كبير من العناصر. ويظهر من هذا بان لهذا الجهاز نفس الخصائص الاساسية لمرسمة الذبذبات (الاوسيلسكوب) الواسع الاستعمال.



الشكل 2 - 3 طريقة تومسون (e / m) للالكترون

2 - 5 طريقة دوننكتون لـ e / m

لقد وفرت طريقة ثومسون معلومات اساسية حول e / m في مرحلة مبكرة من موضوع الالكترون، الا ان لهذه الطريقة مصدرين رئيسيين للخطأ: الصغر في الانحراف والشحة في انتظام سرعة دقائق الاشعة الكاثودية. هذان الخطآن قد تم تقليلهما بعدئذ وذلك باتباع طرق اخرى مستحصلة بذلك على قيم دقيقة لـ e / m، وان افضل قيمة في الوقت الحاضر هي 1.7589×10^{11} كولوم \ كيلو غرام. تمتاز الطريقة التي ابتكرها دوننكتون في 1933 بان نسبة الخطأ فيها قليلة تتراوح من 1 لكل 4500، وفيما يلي شرح لها.

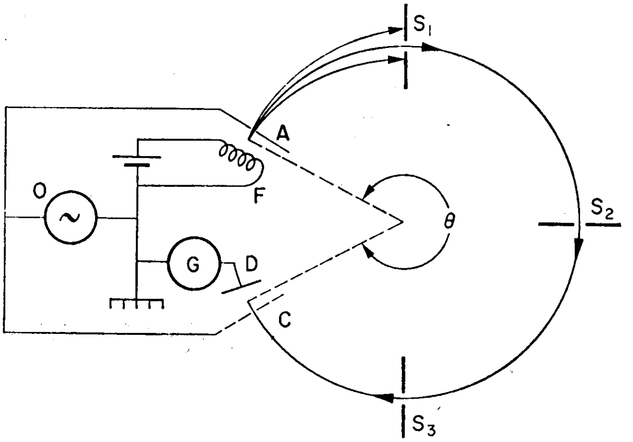
تنبعث الالكترونات من الفتيلة F الشكل (2 - 4) بفرق جهد بين F و A. وتحت تأثير مجال مغناطيسي منتظم كثافة تدفقه B مسلط عمودياً على مستوى الورقة، تتحرك الالكترونات في مسار دائري نصف قطره r يحدد بالشقوق S_3, S_2, S_1. وبتطبيق قانون نيوتن الثاني في الحركة للالكترون شحنته e وكتلته m يتحرك في مدار دائري نصف قطره r نحصل على:

$$Bev=m\frac{v^2}{r}.$$

وبما ان r هو ثابت فان هذه الشقوق تعمل كمنتخب سرعة فقط للالكترونات التي تمتلك سرعة كما معطاة بالعلاقة :

$$v = rB\frac{e}{m}$$

ويمكن ان تمر خلال كل الشقوق الثلاثة الى C و D . وتسلط فروق جهود متساوية وبنفس الطور بين A و F وايضاً بين C و D بواسطة المذبذب O الذي يسيطر على تردده بواسطة بلورة كوارتز متذبذبة . و C هو مشبك و D هو اسطوانة فاراداي مربوطة من خلال الكلفانومتر G الى المذبذب O . وعندما تكون A في جهد V + بالنسبة الى F فان الالكترونات تترك A بطاقة حركية تساوي $\frac{1}{2}mv^2 = Ve$. هذه الالكترونات تصل الى C بنفس الطاقة الحركية . فاذا كانت فترة التذبذب مساوية للزمن المستغرق لينتقل الالكترون حول قوس دائري من A الى C فانه سوف يعاني من جهد مرجع بين C و D حيث سيكون قادراً على الوصول الى D ولذلك فان الكلفانومتر G لايسجل تياراً .



الشكل 2 - 4 طريقة دوننكتون لتعيين (e / m) للالكترون

وسوف يحدث هذا ايضا عندما يكون زمن مرور الالكترون مساوياً الى nT حيث ان n هو عدد صحيح . وهكذا فان سرعة الالكترون v تكون $v = \theta r / nT = \theta r\nu / n$ حيث ν هو تردد المذبذب و θ هي المسافة المؤثرة التي يقطعها الالكترون .

وفي هذه التجربة تنظم قيمة المجال المغناطيسي B بحيث يسجل الكلفانومتر G اقل تيار . وفي هذه الحالة تعطى قيمة السرعة بالعلاقة :

$$v = \frac{\theta r\nu}{n} = r\,B\frac{e}{m}$$

ومنها نحصل على :

$$\frac{e}{m} = \frac{\theta\nu}{nB}.$$

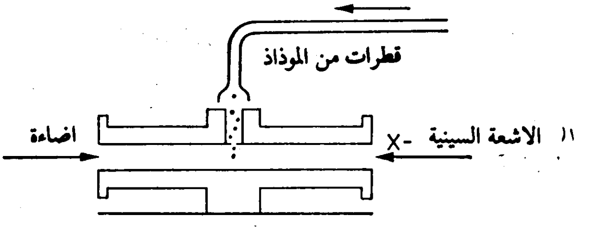
2 - 6 الشحنة على الالكترون

لقد تم توضيح بان ثـابت فارادای هــو $F = N_A e$ حيث N_A هو عـدد افوكـادرو و e هو الشحنـة الالكترونية. وان التخمينات الاولية لعدد افوكادرو من ملاحظات الحركة البراونيـة مكنت من ايجاد القيمة الالكترونية. وباستعمال القيم الحديثة لهذه الثوابت نحصل على:

$$e = F \div N_A = 96\ 522 \div 6{\cdot}025 \times 10^{23} = 1{\cdot}602 \times 10^{-19} \text{ coulombs.}$$

والقياسات المباشرة لـ e التي حـاولها اولا ثـومسون ومسـاعدوه واللذين استعملوا حجـرة ولسن السحابية (الفصل 17) فانها اعطت قيماً من نفس الرتبة. لقد طورت طريقتهم من قبل مليكان في 1911 الذي لم يبرهن فقط بان كل قطرة في تجربتـه تحمل شحنـة مساويـة الى اعداد صحيحـة من الشحنة الالكترونية، بل انه ايضا عين الشحنة الالكترونية بدقة اكبر بكثير. وهذا في الحقيقة كان أول برهان تجريبي مباشر على الطبيعة الذرية للشحنة الكهربائية.

يتكون جهاز مليكان من صحيفتين دائريتين من البرونز قطر كل واحدة منها 220 مليمتراً ومفصولتين بـ 16 مليمتراً مكونة بذلك مكثف هوائي (الشكل 2 - 5). وفي العليا ثقب دقيق في مركزها تسمح بمرور قطرات الزيت المتكونة بواسطة مرذاذ يقع في الجزء العلوي من الجهاز.



الشكل 2 - 5 جهاز مليكان

تضاء قطرات الزيت من الجانب بحزمة ضوئية متوازية. ان هذا الضوء يظهر قطرات الزيت كنقاط مضيئة. تنشحن هذه القطرات بسبب احتكاكها بالهواء عند خروجها من المرذاذ. واعتيادياً فان هذه القطرات تسقط الى الاسفل تحت تأثير الجاذبية الارضية، إلا انه يمكن رفعها ثانية بتسليط مجال كهربائي باتجاه معاكس للحركة. ويمكن ايجاد المجال الكهربـائي من فرق الجهـد (V = 5kv) والفاصلة بـين الصفيحتين (d = 16 mm). لذا فان:

$$E = V/d = 5000/(16 \times 10^{-3}) \text{ volts/m}$$

ومن ملاحظات معدل ارتفاع ونزول القطرة في حالة وجود او عدم وجود المجال الكهربائي، يمكن ايجاد قيمة الشحنة الكهربائية على قطرة الزيت.

فعندما تسقط قطرة نصف قطرها a (الشكل 2 - 6) تحت تأثير الجاذبية الارضية فقط فان وزنهـا هــو $\frac{4}{3}\pi a^3 \rho g$ حيث ρ هي كثافة الزيت و g هو التعجيل الارضي. ومن قانون ارخميدس فان الدفع الى الاعلى بسبب الهواء المزاح يكون $\frac{4}{3}\pi a^3 \rho_0 g$ حيث ρ_0 هي كثافة الهواء.

وان القوة المعرقلة بسبب مقاومة اللزوجة عندما تتحرك القطرة خلال الهواء التي تعطى من علاقة ستوكس هي $6\pi\eta a v_0$ حيث η هي لزوجة الهواء و v_0 هي سرعة القطرة.

وعندما تصبح السرعة منتظمة تكون القوة المحصلة على القطرة صفراً لذا فان :

$$\frac{4}{3}\pi a^3 (\rho - \rho_o) g = 6\pi\eta a v_o. \qquad (2.1)$$

ولنفترض الان انه تحت تأثير المجال الكهربائي x ان القطرة تتحرك نحو الاعلى بسرعة ثابتة مقدارها v_X. ففي هذه الحالة ايضا تكون القوة المحصلة صفراً وذلك لكون السرعة ثابتة، لذا فان :

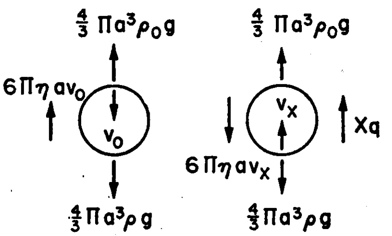
$$\frac{4}{3}\pi a^3(\rho - \rho_o)g + 6\pi\eta a v_X = Xq \qquad (2.2)$$

حيث ان q هي الشحنة على القطرة. ومن المعادلتين (2 - 1) و (2 - 2) نجد بان :

$$6\pi\eta a(v_o + v_X) = Xq$$

لذا فان

$$q = \frac{6\pi\eta a}{X} (v_o + v_X).$$



الشكل 2 - 6 القوى على قطرة زيت

لقد وجد مليكان ان قيم q لقطرات مختلفة كانت دائما مضاعفات لقيمة مشتركة اي ان q = ne حيث n هو عدد صحيح. والقيمة التي تم الحصول عليها كانت غير معتمدة على الاسلوب الذي تعطى به الشحنة على القطرة. ان اعظم عامل مشترك امكن الحصول عليـه مـن عـدد كبيـر من القياسات كـان 1.59×10^{-19} كولوم لشحنة الالكترون.

والقياسات الحديثة الاكثر دقة تعطي $e = 1.602 \times 10^{-19}$ Coul ومن معرفة :

$e / m = 1.759 \times 10^{11}$ coul / kg فان كتلة الالكترون m تعطى بالعلاقة :

$$m = e \div e/m$$
$$= 1{\cdot}602 \times 10^{-19} \div 1{\cdot}759 \times 10^{11}$$
$$= 9{\cdot}108 \times 10^{-31} \text{ kg}.$$

ان هذا العدد اصبح مهماً فقط عند مقارنته مع الكتلة M لذرة الهيدروجين المنفردة التي تم الحصول عليها من قسمة الوزن الذري للهيدروجين على عدد افوكادرو حيث ان :

$$M = 1{\cdot}008 \times 10^{-3} \div 6{\cdot}025 \times 10^{23}$$
$$= 1{\cdot}673 \times 10^{-27}\ \text{kg}$$

وبمقارنة الكتل M و m نحصل على:

$$\frac{M}{m} = \frac{1{\cdot}673 \times 10^{-27}}{9{\cdot}108 \times 10^{-31}} = 1837.$$

وهكذا نرى بان الالكترون هو دقيقة لها كتلة اكثر بقليل من واحد بالالفين من كتلة الهيدروجين التي هي اخف ذرة معروفة ويحمل شحنة كهربائية تساوي 1.602×10^{-19}. كولوم.

وخلال سير هذه التجارب لاحظ مليكان بان السرعة v_X للقطرة كانت تتغير على نحو مفاجيء من وقت لآخر. وكان هذا بسبب اصطدام القطرة مع الايون الذي كان يغير عدد الالكترونات على القطرة. ان تغيير السرعة لقطرة معينة بنفس المقدار $\pm \Delta v_X$ في كل مرة او بمضاعفات بسيطة لهذا المقدار كان ذا اهمية كبيرة. وبما ان الشحنة الالكترونية يمكن ان تعطى بالعلاقة $e = 6\pi\eta a \Delta v_X / X$ ، فان هذا يوفر دليلاً تجريبيا حاسماً على ان الشحنة على القطرة تتغير دائماً بمقدار $\pm 1{\cdot}602 \times 10^{-19}$ كولوم او مضاعفات بسيطة لهذا المقدار. ويشير هذا بوضوح الى ان 1.602×10^{-19} كولوم هو اصغر وحدة للكهربائية السالبة لذا يمكن اعتبارها كشحنة كهربائية اساسية واحدة محمولة من قبل كل الكترون.

مسائل

(المسائل المؤشرة بنجمة قد تم حلها بصورة كاملة في نهاية الفصل)

2 - 1 مكثف يتكون من صفيحتين متوازيتين المسافة بينهما 5 مليمتر عليها فرق جهد 300 فولت، احسب (a) شدة المجال الكهربائي بين الصفيحتين و (b) القوة المسلطة على قطرة زيت صغيرة تحمل شحنة 32×10^{-19} كولوم عندما تقع بين الصفيحتين.

الجواب: ((*a*) 60 kV/m; (*b*) 0·192 pN)

2 - 2 في انبوبة كاثودية طول صفيحتي الانحراف هو 78 مليمتراً والمسافة بينهما 24 mm. بينما المسافة من مركز الصفيحتين الى الشاشة هو 330mm لم يلاحظ انحراف في الحزمة الالكترونية عندما كان فرق الجهد 2.8 kv والمجال المغناطيسي 8.2×10^{-4} تسلا. وبوجود المجال المغناطيسي فقط وجد انحراف مقداره 24 mm على الشاشة، احسب e/m.

الجواب: (1.59×10^{11} coul / kg)

2 - 3 ينبعث الكترون من فتيلة مسخنة بتعجيل نحو الانود تحت فرق جهد 300 فولت بين الفتيلة والانود. احسب (a) الطاقة الحركية للالكترون (b) سرعته عند الوصول الى الانود.

الجواب: ((*a*) $4{\cdot}8 \times 10^{-17}$ joule; (*b*) $1{\cdot}03 \times 10^{7}$ m/s)

*2 - 4 يعجل الكترون بفرق جهد 5kv فيدخل مجالاً مغناطيسياً منتظماً 2×10^{-2} تسلا وعمودياً على اتجاه الحركة. جد نصف قطر مسار الالكترون. الجواب: (12·5 mm)

2 - 5 صف كيف تم تعيين نسبة الشحنة الى الكتلة للالكترون. في انبوبة كاثودية يمكن الحفاظ على فرق جهد 3kv بين صفيحتيها المفصولتين بـ 20 mm. احسب نسبة الشحنة الى كتلة الالكترون اذا علمت ان مجالاً مغناطيسياً مقداره 2.5×10^{-3} تسلا وعمودياً على المجال الكهربائي لايسبب انحرافاً للحزمة الالكترونية التي تعجل ابتدائياً بفرق جهد 10 kv.

الجواب: (1.8×10^{11} coulomb/kg)

2 - 6 صف كيف تم قياس نسبة الشحنة الى كتلة الالكترون. باستعمال المعلومات التالية، احسب كتلة الالكترون مع ذكر الفرضيات التي تفرضها؛ عدد افوكادرو 6×10^{23} ذرة في المول الواحد، $e / m = 1.76 \times 10^{11}$ coul/kg، ثابت فارادي 96500 كولوم في المول الواحد.

الجواب: (9.1×10^{-31} kg)

*2 - 7 في تجربة قطرة الزيت تم تسجيل المعلومات التالية:
الفاصلة بين الصفيحتين 15 مليمتر، مسافة السقوط 10 مليمتر، فرق الجهد 3.6kv، لزوجة الهواء 1.82×10^{-5} Nsm^{-2}، نصف قطر القطرة 2.76um، والمدتين المتعاقبتين لارتفاع القطرة 42 و 78 ثانية. احسب التغيير في كمية الشحنة على القطرة بين هاتين الحالتين. ماعدد الالكترونات التي تقابل هذا التغيير.

الجواب: (3.14×10^{-19} coulomb, 2 electronic charges)

2 - 8 صف كيف تم تعيين نسبة الشحنة الى الكتلة للالكترون. في انبوبة الاشعة الكاثودية طول صفيحتي الاحراف هي 80 مليمتراً والفاصلة بينهما 24 مليمتر بينما المسافة من مركز الصفيحتين الى الشاشة هي 400 مليمتراً. وفرق الجهد المعجل بين الانود والكاثود 32.5 kV وان المجال المغناطيسي 5.6×10^{-4} تسلا يسبب ازاحة مقدارها 29.5 مليمتر على شاشة التفلور. احسب قيمة e/m.

الجواب (1.76×10^{11} coulomb/kg)

2 - 9 يحرر كولوم واحد 0.001118 غرام من الفضة في محلول. احسب عدد افوكادرو على فرض ان الوزن الذري للفضة هو 108 والشحنة الالكترونية 1.6×10^{-19} كولوم.

الجواب: (6×10^{23} atoms/mole)

2 - 10 صمام ثنائي فيه انود اسطواني قطره 10 mm مع فتيلة تسخن مباشرة على امتداد محوره. وضع الصمام في ملف لولبي بحيث يكون المجال المغناطيسي موازياً الى محور الاسطوانة. احسب اقل قيمة لكثافة الدفق المغناطيسي المطلوبة لقطع التيار الانودي عندما يكون فرق الجهد بين الانود والفتيلة 50 فولت.

الجواب: (10^{-2} tesla)

2 - 11 صفيحتا مكثف متوازيتان طول كل منهما 50 مليمتراً. ينتقل الكترون بسرعة 3×10^{6} m / s وبزاوية 30° مع الافق ويدخل الحيز بين الصفيحتين محاذياً حافة احداهما. احسب المجال الكهربائي

بحيث ينبثق الالكترون من الحافة المقابلة لنفس الصفيحة وما هو اقل فرق جهد يقابل ذلك؟

الجواب : (900 v/m; 13v)

حلول لمسائل

2 - 4 الطاقة الحركية للاكترون :

$$\tfrac{1}{2}mv^2 = 5000 \times 1{\cdot}6 \times 10^{-19} \text{ joules}$$
$$\tfrac{1}{2}.9{\cdot}1 \times 10^{-31}\, v^2 = 5000 \times 1{\cdot}6 \times 10^{-19}$$

ومنها نجد :

$$v = 4{\cdot}4 \times 10^7 \text{ m/s.}$$

ان القوة على الالكترون Bev تسبب تعجيلاً v^2/r طبقاً لقانون نيوتن الثاني في الحركة لذا فان :

$$Bev = m\frac{v^2}{r}$$
$$\therefore r = \frac{mv}{Be} = \frac{9{\cdot}1 \times 10^{-31} \times 4{\cdot}4 \times 10^7}{2 \times 10^{-2} \times 1{\cdot}6 \times 10^{-19}}$$
$$= \underline{1{\cdot}25 \times 10^{-2} \text{ m or } 12{\cdot}5 \text{ mm.}}$$

2 - 7 عند تطبيق المعادلة المشتقة في الفصل لأزمنة متعاقبة لارتفاع القطرة تقابل تغييرات مختلفة على القطرة حيث ان :

$$ne = \frac{6\pi\eta a}{X}(v_o + v_X)$$
$$n'e = \frac{6\pi\eta a}{X}(v_o + v'_X)$$
$$e(n' - n) = \frac{6\pi\eta a}{X}(v'_X - v_X)$$
$$n' - n = \frac{6\pi\eta a}{eX}(v_X' - v_X)$$
$$= \frac{6\pi \times 1{\cdot}82 \times 10^{-5} \times 2{\cdot}76 \times 10^{-6}}{1{\cdot}6 \times 10^{-19} \times 3200 \div 1{\cdot}5 \times 10^{-2}}\left(\frac{10^{-2}}{42} - \frac{10^{-2}}{78}\right)$$

$= \underline{2}$ تقريباً

الفصل 3

النشاط الاشعاعي الطبيعي

3 - 1 المقدمة

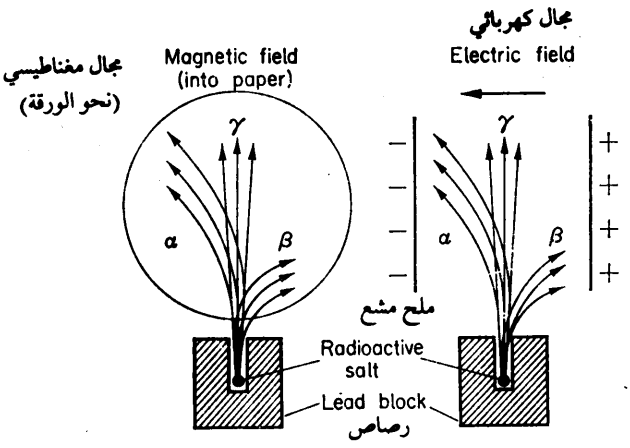
بينما كان بكريل يستقصي العلاقة بين الاشعة السينية (الفصل السادس) والتفلور في 1896، وجد بالصدفة ان صفيحة فوتوغرافية قد تسودت عندما وضع احد مركبات اليورانيوم بالقرب منها. وقد بين الاستقصاء الدقيق ان هذه الخاصية ليست لها علاقة بالتفلور او بالاشعة السينية، ولكنها خاصية لعنصر اليورانيوم نفسه. واصبح الان معروفاً ان سبب ذلك هو النشاط الاشعاعي التلقائي لعنصر اليورانيوم، وانه لايعتمد على الظروف الفيزيائية والكيميائية لليورانيوم. ان الاشعة، مثل الاشعة السينية يمكن ان تمر خلال الاجسام المعتمة ويمكن لها ان تؤين الهواء.

لقد تم استقصاء طبيعة هذه الاشعاعات المنبعثة من اليورانيوم من قبل رذرفورد الذي بين انه يوجد هناك نوعان منها، اشعة (α) الفا التي يمكن ان تمتص بسهولة من قبل صفيحة معدنية رقيقة مسببة تأيناً شديداً، واشعة (β) بيتا التي هي اكثر نفاذية لكنها تنتج تأيناً أقل. وفيما بعد، اكتشف فيلارد اشعة ثالثة اكثر نفاذية من الباقي وسماها باشعة (γ) كاما.

يمكن توضيح وجود الانواع الثلاثة من الاشعات وذلك بوضع كمية صغيرة من مادة مشعة في قعر ثقب صغير محفور في قطعة من الرصاص. ان الرصاص يمتص جميع الانواع الثلاثة من الاشعة، ويمكن للاشعة ان تهرب على شكل حزمة خلال الثقب فقط. بما ان بعض الاشعة تمتص من قبل الهواء، لذا يجب ان يحاط بصندوق. فاذا سلط مجال مغناطيسي بزوايا قائمة على حزمة الاشعة وعمودية على مستوى الورقة، فان اشعتي α و β تنحرفان ولكن اشعة γ لاتتأثر ابداً (الشكل 3 - 1). وسوف تحصل انحرافات مشابهة اذا سلط مجال كهربائي على مستوى الورقة (انظر الشكل 3 - 1). ومن اتجاهات الانحرافات نسبة الى المجالات الكهربائية والمغناطيسية، فانه يبدو بان اشعة α تحمل شحنة موجبة، واشعة β شحنة سالبة واشعة γ غير مشحونة.

3 - 2 (e/m) لاشعة β

ان أول قياس لـ e / m، الشحنة لوحدة الكتلة، لاشعة β قد اجرى من قبل بكريل في 1900. لقد بينت النتائج بان اشعة β هي نفس اشعة المهبط ولكنها تختلف فقط بكون الكترونات β تسير بسرعات اعلى بكثير من الكترونات اشعة المهبط. وفي السنة التالية تم تأكيد هذا بالقياسات ذات الدقة الاعلى لـ e / m لاشعة β التي اجراها كوفمان. أما في تجربة ثومسون مع اشعة المهبط فان سرعة الالكترون قد تمت السيطرة عليها بواسطة فرق الجهد عبر انبوبة التفريغ وتم تحديدها تماماً. ومن ناحية اخرى فان اشعة β تمتلك مدى واسع من السرعات مما اضطر كوفمان الى استعمال مجالات كهربائية ومغناطيسية متوازية كما فعل ثومسون في تجاربه لتحليل الاشعة الموجبة (الفصل 4). وفي جهاز كوفمان (الشكل 3 - 2) R هو مصدر مشع يجهز حزمة دقيقة من اشعة β التي تمر عمودية الى الاعلى خلال المجال الكهربائي E والمجال المغناطيسي B.



الشكل 3 - 1 اشعاعات α و β و γ في مجالات كهربائية ومغناطيسية

تكون الالكترونات تحت تأثير Bev و Ee وبزوايا متعامدة كما موضحة. وبتطبيق قانون نيوتن الثاني يكون لدينا $Ee = m\ddot{x}$ و $Bev = m\ddot{y}$ حيث ان $\ddot{x}$ و $\ddot{y}$ هي التعجيلات الموازية للاحداثيات x و y. وان الازاحات هي $x = (1/2)\ddot{x}t^2$ و $y = (1/2)\ddot{y}t^2$، حيث ان t هو الزمن المستغرق من قبل الالكترون ليمر خلال المجالات الكهربائية والمغناطيسية، لذا نجد بان:

$$x=\frac{1}{2}\,\frac{Ee}{m}\,t^2$$

$$y=\frac{1}{2}\,\frac{Bev}{m}\,t^2=\frac{1}{2}\,\frac{Be}{m}\,lt$$

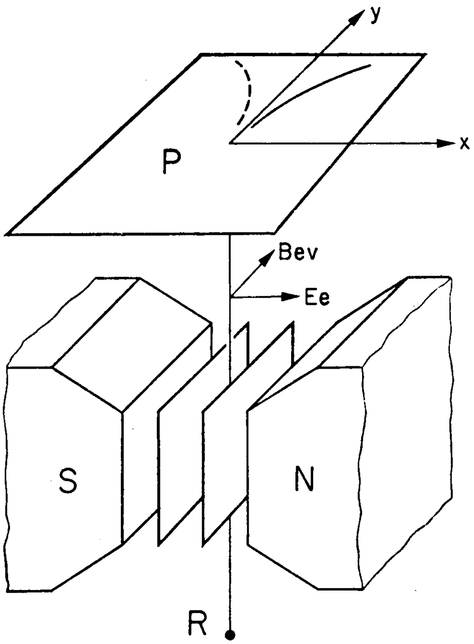
حيث l هي المسافة التي يقطعها الالكترون في المجالات الكهربائية والمغناطيسية. وبحذف t من المعادلة اعلاه نحصل على:

$$\frac{y^2}{x}=\frac{1}{2}\,\frac{B^2e}{Em}\,l^2=a \text{ كمية ثابتة}$$

$$\therefore\quad \frac{e}{m}=\frac{2y^2}{x}\cdot\frac{E}{B^2}\cdot\frac{1}{l^2}.$$

وهكذا فان مسار اشعة β الذي سجل على صفيحة فوتوغرافية في p سوف يكون على شكل قطع مكافىء، تلك التي تمتلك السرعة الاعلى تكون الاقرب الى المركز. وعند عكس المجال الكهربائي تنتج صورة معاكسة للقطع المكافىء في الاحداثي y.

وعند تدقيق هـذه المنحنيات التجـريبية تبـين انها لم تكن قطعـاً مكافئـاً بالضبط، وعـلى الاخص للالكترونات ذات السرعات العالية. وهذا يوضح بان كتلة الالكترون قد ازدادت مع السرعة كما تنبأت بها النظرية الالكترونية للورنتز ومن بعدها النظرية النسبية الخاصة لاينشتاين.



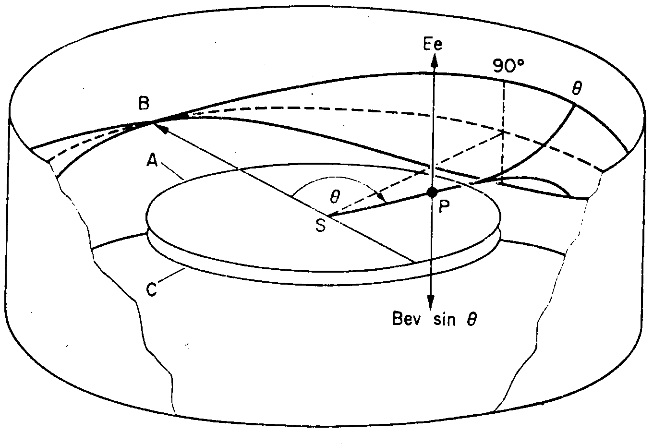
الشكل 3 - 2 (e / m) لاشعاع α

يبين الملحق B كيف ان جسماً كتلة السكون له m_0 تصبح $m = m_0/(1 - v^2/c^2)^{1/2}$ عندما تتحرك بسرعة v حيث c هي سرعة الضوء. لقد تحققت هذه العلاقة في بعض القياسات المبكرة التي اخذت من قبل كوفمان لسرعات الالكترونات لغاية 2.83×10^8 m / s التي هي 94% من سرعة الضوء, لقد وجدت بان عند هذه السرعة تصبح كتلة الالكترون 3.1 مرة من كتلة السكون m_0 وذلك طبقاً للعلاقة النسبية (انظر الملحق B).

3 - 3 طريقة بوخرر لـ (e / m)

لقد تم الحصول على نتائج اكثر دقة لهذه العلاقة من قبل بوخرر في سنة 1909 وذلك باستعمال طريقة ممتازة جداً. فالشكل 3.3 يمثل اسطوانة مفرغة مع لوح فوتوغرافي ملفوف من الداخل. A و C هما صفيحتان دائريتان المسافة بينهما 0.25 مليمتر وبينهما مجال كهربائي مؤثر مقداره E. في مركز الصفيحتين S وضعت كمية قليلة من فلوريد الراديوم الذي يشع جسيمات β. وضع الجهاز بأكمله في مجال مغناطيسي كثافة تدفقه B وبصورة موازية الى مستوى الصفيحتين A و C.

عندما يتحرك الكترون بزاوية θ مع المجال المغناطيسي يكون تحت تأثير القوتين $Bev \sin \theta$ و Ee كما في الشكل (3 - 3). وفي حالة تساوي القوتين وباتجاهين متعاكسين يمكن للالكترون ان يهرب من الصفيحتين ويكتسب سرعة تعطى بالعلاقة $v = E / (B \sin \theta)$. نجد من هذه العلاقة بان سرعة الالكترون تعتمد على الزاوية θ وباختلاف هذه الزاوية يكون لدينا طيف لسرعات مختلفة على امتداد اللوح الفوتوغرافي. وعند مغادرة الالكترون للصفيحتين A و C فانه ينتقل في المجال المغناطيسي حتى يصطدم باللوح الفوتوغرافي. وابتداءً فان الالكترون يكون تحت تأثير القوة $Bev \sin \theta$ التي تسبب دورانا



الشكل 3 - 3 طريقة بوخرر لتعيين (e / m)

بنصف قطر يعطى بالعلاقة $Bev \sin \theta = mv^2/r$. وعلى العموم فـان الالكترون لاينتقـل بعد في مستوى الصفيحتين A و C بل ينحرف بزاوية صغيرة اخرى هي ϕ نسبة الى المجال المغنـاطيسي. فتصبح القوة $Bev \sin \phi$.

وفي اتجاه عمودي على المستوى الذي يحتوي على كل من B و v. لقد بينت الحسابات التفصيلية بان الالكترون يتبع مساراً حلزونياً الا انه يصبح دائرياً فقط عندما تكون $\theta = 90°$ حيث نجد في هذه الحالة:

$$\frac{e}{m} = \frac{v}{r} \cdot \frac{1}{B \sin \theta}$$

$$= \frac{1}{r} \cdot \frac{E}{B^2}.$$

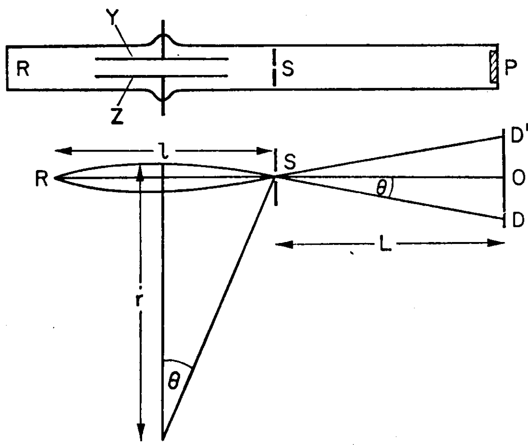
يبين الشكل 3 - 3 كيف ان انحراف الالكترونات يكون صفراً عندما $\theta = 0°$ و $180°$ ويكون اعظم مايمكن عندما $\theta = \pm 90°$. وعندما ينعكس اتجاه المجال الكهربائي والمغناطيسي فانه يقود الى حصول نمط متناظر يظهر على اللوح الفوتوغرافي. ان النمط قرب $\theta = 0$ و $180°$ يكون مفقوداً لان هذه الحالة تقابل عندما تكون سرعة الالكترون لانهائية. وان الانحرافات للقيم المتوسطة لـ θ تمكن من حساب e / m لمدى واسع من السرعات. وبواسطة هذا الجهاز بين بوخرر خضوع العلاقة النسبية للكتلة m لسرعات الالكترون لغاية 68% من سرعة الضوء. وعند هذه السرعة تزداد الكتلة بمقدار 37%. وبينما تجربة بوخرر لم تعط جميع الحالات المفحوصة من قبل كوفمان، الا انها اكثر دقة كما وانها اعطت تحقيقاً اكثر صرامة لقانون النسبية.

3 - 4 نسبة الشحنة الى الكتلة (E / m) لاشعة α

وبعـد اثبات ان اشعـة β تتكون من الكتـرونات فـان من الضـروري تشخيص اشعـة α. ان الانحرافات الصغيرة جداً التي تتسلمها اشعة α في المجال الكهربائي والمغناطيسي مقارنة باشعة β تستدل على انها اثقل بكثير جداً من الالكترونات التي تكون اشعة β. لقد قاس، رذرفورد وروبنسون نسبة الشحنة الى الكتلة E / m لاشعة α بطريقة الانحرافات في المجال الكهربائي والمغناطيسي.

وفي الفصل القادم سوف نرى كيف ان الراديوم يتحلل بانبعاث جسيمات α الى الغاز النادر الرادون والذي يكون مشعاً ايضاً ويتحلل بانبعاث جسيمات α غيرها. وفي تجربة لرذرفورد وروبنسون احيط قليل من غاز الرادون بانبوب زجاجي رقيق الجدران حيث استعمل كمصدر لدقائق α. تتحدد سرعات جسيمات α بقيم ثلاث احداها ناشئة من الرادون واثنتان لنواتج تحلله، الراديوم A والراديوم C.

في الترتيب التجريبي المبين في الشكل 3 - 4، تمر جسيمات α من المصدر R بين صفيحتي الانحراف YZ التي طولها 350 ملمتراً والمسافة بينهما 4 ملمتر. تمرر الاشعة خلال شق ضيق S الى اللوحة الفوتوغرافية p (sp = 500 mm) المبطنة برقائق الالمنيوم التي تحمي اللوحة من الضوء ولكنها تسمح لجسيمات α بان تمر خلالها لتؤثر على اللوحة. وفي حالة عدم وجود المجال الكهربائي والمغناطيسي بين الصفيحتين YZ تنتقل جسيمات α على استقامة الانبوب محددة بالشق S، ولذلك فان خطاً حاداً سيظهر في O على اللوح الفوتوغرافي. وعندما يسلط مجال مغناطيسي كثافة تدفقه B عمودياً على الورقة في الفضاء بين Y و Z فان دقائق α التي تترك R مائلة بزاوية صغيرة نسبة الى RS تكون باستطاعتها ان تمر خلال الشق S ثم الى اللوحة الفوتوغرافية في D. وعندما ينعكس المجال المغناطيسي يعطي خطاً متناظر الموقع في D'. ان القوة على جسيمة α التي شحنتها E وسرعتها v تعطي بالعلاقة BEv تكون دائماً عمودية على الحركة. لذا فان جسيمة α تتحرك في قوس نصف قطره r_1 يكون تعجيله مساوياً الى v^2/r_1 وبتطبيق قانون نيوتن الثاني في الحركة $BEv = Mv^2/r_1$، حيث M هي كتلة جسيمة α.



الشكل 3 - E / M 4 لجسيمات α

وتحصل الانحرافات ايضاً عند تسليط فرق جهد حوالي 2 kv بين Y و Z. وهنا فان المجال الكهربائي X وكذلك القوة XE على جسيمة α المشحونة يكونان عمودين على الخط RS. ولذلك فان جسيمة α تتحرك في مسار قطع مكافىء. ويكون نصف قطر التكور صغير جدا بحيث يمكن ان نفرض بانه قوس من دائرة نصف قطرها r_2. وفي هذه الحالة يمكننا ثانية تطبيق قانون نيوتن الثاني في الحركة حيث ان $XE = Mv^2/r_2$. وبحذف v من هاتين المعادلتين نحصل على:

$$\frac{E}{M} = \frac{X}{B^2} \cdot \frac{r_2}{r_1^2}.$$

ويمكن ايجاد انصاف اقطار المسارات من انحرافات الحزمة . وعندما تكون θ صغيرة فان :

$$\theta \doteqdot \theta = \tfrac{1}{2} l / r = OD / L$$

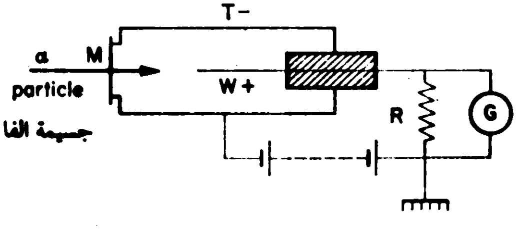
وحيث ان : $r = lL / DD'$

وعمليا تم الحصول على ثلاثة خطوط في مكان كل من D و D′ عندما سلط أيا من المجال الكهربائي او المغناطيسي . ويعزى سبب ذلك الى امتلاك جسيمات α ثلاث سرعات متميزة تنشأ من تحلل الرادون والراديوم A والراديوم C .
ان القيمة الحالية المقبولة لـ E/M لجسيمات α هي 4.82×10^7 كولوم╲ كيلوغرام .

3 - 5 الشحنة على جسيمات α

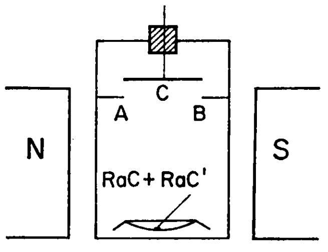
يمكن ايجاد الكتلة M من قياس الشحنة E على جسيمة α . لقد اجرى هذا القياس لأول مرة في 1908 من قبل رذرفورد وكايكر ومن قبل ريجنر . وتم تحديد جسيمات α التي تنبعث في ثانية واحدة من غرام واحد من الراديوم وذلك بوضع كمية قليلة جداً من الراديوم على مسافة ملائمة من شباك العداد. وتم عد عدد جسيمات α الذي يصل في فترة معينة من الزمن. يتكون هذا العداد من قضيب معزول W (الشكل 3 - 5) يخترق الانبوبة المحورية T ، وفي الطرف الآخر شباك من المايكا. تحتوي الانبوبة على غاز تحت ضغط معين عادة حوالي 100 ملمتر زئبق. ويسلط فرق جهد بين T و W بحيث يكون اقل من جهد التفريغ . فعند دخول جسيمة α في الانبوبة تسبب تأيناً موقعياً منتجاً تفريغاً قصيراً يسجله الكلفانومتر G . تنظم قيمة المقاومة R بحيث يمكن ان تتفرغ الشحنة على W بسرعة وعلى هيئة غير تذبذبية مما يسمح لجسيمات α ان تسجل بصورة متعاقبة وسريعة . تسجل انحرافات الكلفانومتر صورياً بمعدل يتراوح بين 600 و 900 في الدقيقة على فلم يتحرك بسرعة مناسبة بحيث يمكن حساب العدد الكلي لجسيمات α المنبعثة من غرام واحد من الراديوم في الثانية الواحدة. ان القيمة المقبولة هي 3.7×10^{10} في الثانية الواحدة .

وقد بين كروك انه عندما تصطدم جسيمات α بشاشة مطلية بكبريتيد الزنك فان طاقة الجسيمة تتحول الى ضوء مرئي . وبمشاهدة الشاشة بواسطة مايكروسكوب فان وصول اية جسيمة α يظهر على شكل ومضة. واستعملت هذه الطريقة من قبل ريجنر لتعيين عدد جسيمات α المنبعثة من غرام من البولونيوم في الثانية الواحدة. وفي هذا الوقت اعطت تجربة اخرى قيماً للشحنة الكلية في الثانية التي تحملها جسيمات α من المصادر اعلاه.



الشكل 3 - 5 عداد،

حيث وضعت كمية صغيرة معروفة من راديوم C في توازن مع راديوم ′C، في حاوية صغيرة وغطيت بطبقة رقيقة من الالمنيوم التي تمتص الذرات التي تنبعث منها جسيمات α وتمنعها من الهروب بسبب سرعة ارتدادها. تسقط جسيمات α على صفيحة التجميع C (الشكل 3 - 6) التي تتصل بمكهار (الكترومتر) حساس. تتحدد مساحة صفيحة التجميع المستعملة بالحاجز AB. ويسلط مجال مغناطيسي شديد وذلك لمنع جسيمات β المنبعثة من الراديوم C من الوصول الى المجمع ,C، بينما تنحرف قليلاً جسيمات α من الراديوم ′C. وهكذا تم ايجاد الشحنة المتجمعة بالثانية ومن معرفة عدد الجسيمات المنبعثة بالثانية عين كمية الشحنة على جسيمات α الواحدة.



الشكل 3 6 قياس الشحنة على جسيمة α

3 - 6 تعيين جسيمات α

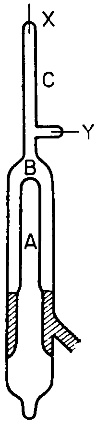
لقد وجدت الشحنة على جسيمة α بانها تساوي 3.19×10^{-19} كولوم تقريباً وبمقارنة هذه القيمة مع الشحنة الالكترونية المستحصلة 1.6×10^{-19}كولوم، نجد بان الشحنة على جسيمة α تكون ضعف الشحنة على الالكترون. أي أن $E = 2e$ وان كتلة M_α لجسيمة α يمكن ايجادها من العلاقة $M = E \div E / M_\alpha$ لذا فان:

$$3{\cdot}19 \times 10^{-19} \div 4{\cdot}82 \times 10^{7} = 6{\cdot}62 \times 10^{-27} \text{ kg.}$$

وبمقارنة هذه الكتلة مع كتلة ذرة الهيدروجين M_H نجد:

$$M_\alpha/M_H = 6{\cdot}62 \times 10^{-27}/1{\cdot}67 \times 10^{-27} \doteqdot 4.$$

وهكذا نجد بان جسيمة α تمتلك كتلة اكبر باربع مرات من كتلة ذرة الهيدروجين وشحنة موجبة تساوي مرتين الشحنة التي على الالكترون مما يبدو بانه من المحتمل جداً انها نواة لذرة الهيليوم. لقد تأيد ذلك من قبل رذرفورد ورويذر اللذين احاطا قليلاً من غاز الرادون بانبوب زجاجي رقيق الجدران A، بحيث مرت الجسيمات خلال الجدران الى داخل B (الشكل 3 - 7)، وتعادلت الى ذرات الهيليوم. وبعد حوالي اسبوع، ضغط الهيليوم المتجمع في B بواسطة الزئبق في الانبوبة الشعرية الدقيقة C، وبعد تسليط فرق جهد عال بين X و Y امكن فحص طيفه فبين بانه طيف للهيليوم، وبذلك تم تحقيق الاستنتاجات المستخلصة سابقاً حول هذا الموضوع.



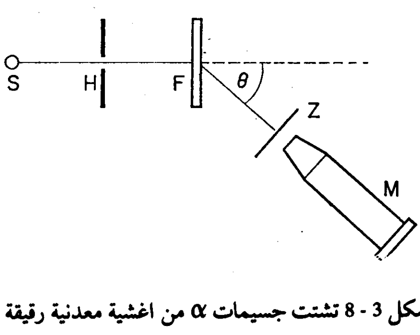
الشكل 3 - 7 تجربة رذرفورد ورويذر

3 - 7 النماذج المبكرة للذرة

ان عمل لينارد في 1903 على تشتت الالكترونات السريعة في الافلام المعدنية الرقيقة بين بأن الذرة تحتوي على فراغ الى حد كبير جداً. وقد افترض لينارد ان الكتلة تتمركز كلياً في جسيمات سماها (ديناميدات) وانها صغيرة جداً مقارنة بالذرة نفسها. وبعد ذلك بقليل وفي سنة 1910، اقترح ثومسون فرضية الجسيمات ذات الشحنة السالبة المغمورة في كرة من الكهربائية الموجبة لتكون الذرة باجمعها متعادلة وتكون توزيع الكهربائية الموجبة منتظمة خلال حجم الذرة. وهذه كانت ذرة ثومسون (الكعكة الكشمشية).

لقد ساهمت الاستقصاءات المقدمة من قبل كل من رذرفورد وكايكر ومارسدن حول تشتت جسيمات α في الافلام المعدنية الرقيقة للتعرف على التركيب الذري.

لقد بين لينارد بان جسيمات α اثقل بكثير من الالكترونات. وان انحراف جسيمات α أقل عندما تجابه بجسيمات مشحونة ذات كتلة مقارنة لها، وانها لاتتأثر بأي من الالكترونات في الذرة. ان دراسة تجارب تشتت جسيمات α باعتناء من قبل كايكر ومارسدن اعطت معلومات قيمة حول توزيع الكتلة والشحنة داخل الذرة مما ادت الى وضع نموذج رذرفورد النووي للذرة في 1911. فافترض ان معظم كتلة الذرة تتمركز في النواة التي تقع في مركزها والتي تحمل ايضا شحنة موجبة وان قطرها حوالي 10 fm. وهذه تحاط بسحابة الكترونية تمتد خارجاً اكبر من 0.1 nm التي تجعل الذرة ككل متعادلة كهربائياً.

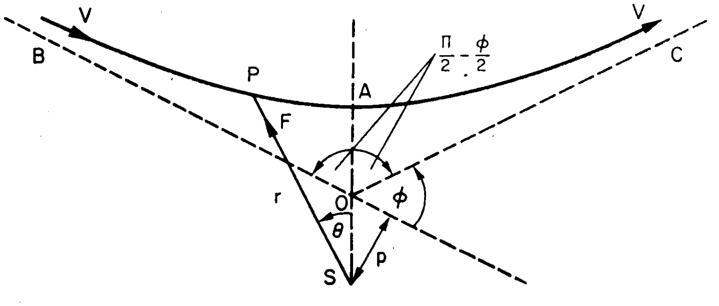


الشكل 3 - 8 تشتت جسيمات α من اغشية معدنية رقيقة

وفيما يلي بعض التفصيلات للحقائق التي استندت عليها ذرة رذرفورد النووية. ففي تجربة كايكر ومارسدن، امررت جسيمات α من المصدر S (الشكل 3 - 8) على شكل حزمة ضيقة من الثقب H واسقطت على قطعة من الرقاق المعدني F وتم كشف جسيمات α المشتتة على شاشة من كبريتيد الزنك Z، ومن الومضات المنفردة تم عد هذه الجسيمات باستعمال المايكروسكوب M. لقد استعملت رقائق اخرى مصنوعة من الالمنيوم والنحاس والفضة والذهب. وفي جميع هـذه الحالات تقـريباً وجـد بأن جسيمات α تمر بخط مستقيم خلال الرقائق المعدنية ولاتنحرف الا قليلاً. لقد بينت هذه التجربة بان معظم حجم الذرة هو فضاء خال. وقد لوحظ بان جزءاً صغيراً منها قد انحرفت بشدة حيث انبعثت مرة اخرى على نفس جانب الرقاق الذي دخلت منه، مما يوضح ان بعض جسيمات α قد انحرفت خلال زوايا اكبر من 90 درجة. فاستدل من ذلك انه في مكان ما داخل الذرة توجد جسيمة كتلية صغيرة جداً تحمل شحنة موجبة بحيث تكون الشحنة على الذرة باجمعها صفراً. وهذه الجسيمة الكتلية الصغيرة سميت بالنواة.

3 - 8 تشتت جسيمات α

لكي نقدر بصورة اشمل الاعتبارات التي قادت الى نموذج رذرفورد لنواة الذرة ولوضع حسابـات لتعيين قطر وشحنة النواة، فان دراسة مفصلة يجب ان تقدم بين جسيمة α والنواة. ولنفتـرض بان جسيمة α التي كتلتها M وسرعتها الابتدائية V تقترب من نواة شحنتها Ze + واقعة في S (الشكل 3 - 9) وعلى امتداد المسار BO. فاذا لم يحصل تفاعل فانها سوف تمر على مسافة P من النواة. وبسبب قوة كولوم بين النواة والجسيمة فان الاخيرة تتبع مساراً اهليليجياً بؤرته S كما في الشكل والخطان OB و OC هما الخطان المقاربان للقطع الزائد ويقتربان من الاتجاهين الابتدائي والنهائي لجسيمة α عندما تمر خارج مدى تأثير قوى كولوم النووية. ولذلك فان جسيمة α تنحرف خلال الزاوية θ. ويحدث هذا عـلى مقياس اصغر بكثير جداً للملاحظة المباشرة ولكن يمكن ملاحظة الاتجـاه الابتدائي والاتجـاه النهائي لجسيمة α.



الشكل 3 - 9 مجابهة بين جسيمة α ونواة

وفي المناقشة التالية نفترض ان النواة تكون ثقيلة بما فيه الكفاية بحيث لايمكن ازاحتها عند اصطدام جسيمة α بها. فان الزخم الزاوي لهذا النظام حول اية نقطة يجب ان يبقى ثابتاً، ويأخذ الزخم الزاوي حول S الشكل التالي:

$$MVp = Mr^2\dot{\theta} \qquad (3.1)$$

حيث V هي السرعة الابتدائية للاقتراب لدقيقة α و $r\dot{\theta}$ هي سرعتها في أية نقطة p في مسارها الاهليليجي (الشكل 3 - 9). والتغيير في الزخم الخطي على امتداد خط التناظر ايضاً يمكن اعتباره مساوياً الى الدفع (حاصل ضرب القوة والزمن) حيث يكون:

$$2MV\cos\left(\frac{\pi}{2}-\frac{\phi}{2}\right)=2MV\sin\frac{\phi}{2}=\int_0^\infty F\cos\theta\,.\,dt \qquad (3.2)$$

حيث F هي القوة على امتداد SP.

ويضرب المعادلتين (3 - 1) و (3 - 2) ببعضهما نحصل على:

$$2MV^2p\sin\frac{\phi}{2}=\int_0^\infty F\cos\theta\,.\;r^2\dot{\theta}\,dt.$$

وعندما يبدل المتغير من t الى θ فالحدود المقابلة الى t = 0 و ∞ = t تصبح:

$$\theta=-\left(\frac{\pi}{2}-\frac{\phi}{2}\right)\text{ and }\theta=\frac{\pi}{2}-\frac{\phi}{2}$$

على التوالي. ومتذكرين بان:

$$F=\frac{ZeE}{r^2 4\pi\epsilon_0}$$

$$2MV^2p\sin\frac{\phi}{2}=\int_{-\left(\frac{\pi}{2}-\frac{\phi}{2}\right)}^{\frac{\pi}{2}-\frac{\phi}{2}}\frac{ZeE}{4\pi\epsilon_0}.\cos\theta.d\theta=\frac{ZeE}{4\pi\epsilon_0}\,2\cos\frac{\phi}{2}$$

$$\cot\frac{\phi}{2}=\frac{2p}{b} \qquad (3.3)$$

حيث ان:

ولو افترضنا ان Q من الجسيمات تسقط عمودياً على وحدة المساحة من سطح معدني سمكه t وان q من هذه الجسيمات تأتي خلال المسافة p من نواة ذرة معدن فان مسقط المساحة الكلية ممثلة بنويات جسيمات α هي $\pi p^2 nt$ حيث n هو عدد الذرات او النويات في وحدة الحجوم. لذا يمكن لنا ان نكتب:

$$q=Q\pi p^2nt.$$

---

* ان هذه المعالجة اعطيت بصورة مفصلة على الطريقة الاكثر اعتيادية لانها لاتتطلب معرفة بهندسة القطع الزائد.

وباستعمال المعادلة (3 - 3) نحصل على ان :

$$q=Q\,\pi\,nt.\frac{b^2}{4}\cot^2\frac{\phi}{2}$$

الذي يتضمن ان بين الجسيمات Q سوف تنحرف q من هذه الجسيمات خلال زوايا تزيد عن ϕ . واضافة لذلك، فان العدد المنحرف بين الزوايا ϕ و $\phi+\Delta\phi$ يعطى بالعلاقة :

$$\Delta q=Q\frac{\pi}{4}.nt\,b^2\cot\frac{\phi}{2}\operatorname{cosec}^2\frac{\phi}{2}\Delta\phi. \qquad (3.4)$$

ويمكن ايجاد Δq من تجارب التشتت لجسيمات α الساقطة على مساحة Δa من شاشة كبريتيد الرصاص موضوعة على مسافة r وبصورة عمودية على اتجاه المراقبة. ومن الشكل 3 - 10 نحصل على :

$$\frac{\Delta q}{\Delta a}=\frac{\Delta q}{2\pi r^2\sin\phi.\Delta\phi}=\frac{\Delta q}{4\pi r^2\sin\frac{\phi}{2}\cos\frac{\phi}{2}\Delta\phi}.$$

وبالتعويض من المعادلة (3 - 4) يكون :

$$\frac{dq}{da}=\frac{Q\,nt.b^2\operatorname{cosec}^4\phi/2}{16r^2}$$

وبالتعويض عن b^2 تصبح المعادلة اعلاه :

$$=\frac{Q\,nt}{16r^2}.\left(\frac{2ZeE}{4\pi\epsilon_0 MV^2}\right)^2\operatorname{cosec}^4\frac{\phi}{2}$$

وهذه هي علاقة رذرفورد في التشتت حيث نجد بان عدد جسيمات α في وحدة المساحة dq / da والمتشتتة في اتجاه معين ∅ يتناسب مع :

(1) $\operatorname{cosec}^4\phi/2$

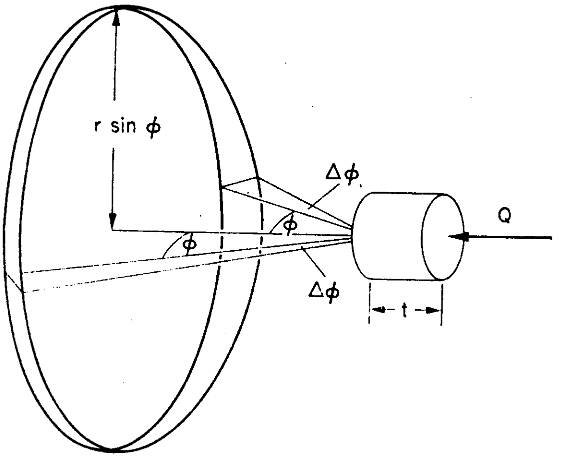
(2) السمك t للوح التشتت بشرط ان يكون هذا صغيراً بما يكفي للتأكد من ان المجابهات الثانية تكون مهملة.

(3) مربع الشحنة النووية اي $(Ze)^2$

(4) معكوس $(MV^2)^2$اي $[K.E.]^2$.

لقد تم تحقيق هذه العلاقات من تجارب كايكر ومارسدن حيث وفرت دعماً قوياً لنموذج رذرفورد للذرة. وهنالك حجتان تقودان الى الاستنتاج بان التشتت بزاوية كبيرة لجسيمات α يحصل في مجابهة منفردة مع دقيقة ثقيلة جداً مشحونة بدلاً من مجابهات متلاحقة مع عدد من الجسيمات الاصغر.

ان احتمالية الانحرافات الكبيرة مثل 90° بمجابهات متلاحقة تكون صغيرة لحد التلاشي، وفي الحقيقة انها تقارب الواحدة من 20,000 جسيمة α تنحرف بهذه الطريقة عند استخدام رقيقة من الذهب سمكها 0.4μm. واضافة لذلك يمكن تبيان بان التشتت بالمجابهات المتلاحقة يتطلب بان تكون dq/da متناسبة مباشرة مع $\sqrt{t}$ بدلاً من t. ومرة اخرى فان الادلة التجريبية توضح بانها بجانب التشتت بالمجابهة المنفردة.



الشكل 3 - 10 تشتت جسيمات α

3 - 9 تقدير القطر النووي والشحنة

لقد استخدمنا قانون التربيع العكسي لكولوم عند اشتقاق علاقة رذرفورد وان هذه العلاقة قد تم تأكيدها بالتجربة لقيم ϕ بين 5° و 150°. لذا فان قانون التربيع العكسي يبدو انه ينطبق لمسافات اصغر بكثير جداً من قطر الذرة والذي رأينا بانه من رتبة 0.1 nm. ان اكبر اقتراب لجسيمة α سوف يكون عندما تقترب رأسيا من النواة حيث يكون $p = 0$ (الشكل 3 - 9). فاذا كانت d المسافة لاكبر اقتراب فان الطاقة الكامنة سوف تكون $ZeE/4\pi\epsilon_0 d$ التي يمكن ان نجعلها مساوية الى الطاقة الحركية الابتدائية لجسيمة α، $(1/2)\,MV^2$ قبل ان تدخل المجال الكهربائي للنواة لذا فان:

$$\tfrac{1}{2}MV^2=\frac{ZeE}{4\pi\epsilon_0 d}.$$

علماً بان جسيمات α للراديوم C لها سرعة 2.1×10^7 متر \ ثا والعدد الذري للذهب $Z = 79$، وبالتعويض نحصل على:

$$\tfrac{1}{2}\times 6{\cdot}7\times 10^{-27}\times 2{\cdot}1^2\times 10^{14}=\frac{79\times 1{\cdot}6\times 10^{-19}\times 3{\cdot}2\times 10^{-19}}{\dfrac{1}{9\times 10^9}d}$$

وبذا نحصل على ان:

$$d=\frac{2\times 79\times 1{\cdot}6\times 3{\cdot}2\times 10^{-38}\times 10^9}{6{\cdot}7\times 2{\cdot}1^2\times 10^{14}\times 10^{-27}}$$
$$=2{\cdot}8\times 10^{-14}\ \text{metre}.$$

وتأييداً لهذا الرقم الذي تم الحصول عليه من المعلومات المسجلة فعلاً بانه فقط دقيقة α واحدة في كل 20000 تنحرف خلال زاوية اكبر من 90° من قبل رقيقة ذهبية سمكها $0.4\ \mu m$ وكثافتها $19.3 \times 10^3\ kg / m^3$. و بالتعويض في المعادلة $q / Q = \pi p^2 nt$ يمكن الحصول على قيمة p. وباستعمال وحدات S. I. حيث ان المول الواحد من الذهب يحتل $10^{-5} = (19.3 \times 10^3) \div (197 \times 10^{-3})$ متر مكعب وانه يحتوي على 6×10^{23} ذرة. لذا فان n لمتر مكعب واحد من الذهب يحتوي على 6×10^{28} ذرة، $t = 4 \times 10^{-7}$ متر، $q/Q=1/20,000$.

وهكذا:

$$\frac{1}{2 \times 10^4} = \pi p^2 (6 \times 10^{28}).(4 \times 10^{-7})$$

$$\therefore\ p^2 = 7 \times 10^{-28}$$

$$\therefore\ p = 2{\cdot}6 \times 10^{-14} \text{ metre or } 26 \text{ fm.}$$

وهذه القيمة يجب ان تمثل الحد الاعلى لقطر النواة لاننا حتى الان لايمكننا ان نفسر بصورة دقيقة معاني مثل هذه الكميات. وقد وجد للهيدروجين بان قانون التربيع العكسي لم يعد ينطبق لمسافات صغيرة مثل 3fm وان رذرفورد قدر قطر النواة للذرات الخفيفة بحوالي 5 fm. لقد رأينا في الفصل الاول بان قطر الذرة هو حوالي 0.4 nm ولذلك فان النواة هي فقط حوالي 10^{-5} من القطر الذري وانها تحتل فقط 10^{-15} من حجم الذرة. وان كثافتها يجب ان تكون عالية جداً ـ 10^{15} مرة ـ اكبر من كثافات العناصر التي نقيسها اعتيادياً في المختبر وتبلغ عدة اطنان في السنتمتر المكعب في بعض النجوم حيث تكون الذرات منزوعة من الكتروناتها وتكون النوى متجمعة قريبة من بعضها.

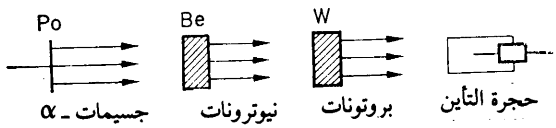
وعودة ثانية لعلاقة التشتت لرذرفورد نجد بان في تجربة معينة تكون جميع الكميات معروفة ماعدا Z، عدد الشحنات على النواة حيث ان جادويك اعاد تجارب التشتت لكايكر ومارسدن وحصل على قيم Z للنحاس والفضة والبلاتين. وكانت هذه القيم على التوالي 29.3 و 46.3 و 77.4 متفقة بشكل جيد مع الاعداد الذرية المقبولة 29 و 47 و 78 والتي كانت مستندة على الترتيب العددي الذي تظهر فيه هذه العناصر في الجدول الدوري. وهنا Z يمثل العدد الذري وهو عدد الشحنات في النواة ولايمثل الوزن الذري. وفي ترتيب العناصر في الجدول الدوري يؤخذ Z كمعيار لترتيب جميع العناصر.

3 - 10 النيوترون

ان الهيدروجين هو ابسط ذرة لكونه يحتوي على الكترون واحد فقط ونواة وهي جسيمة منفردة تدعى بالبروتون. والبروتون يمتلك شحنة موجبة تساوي عددياً شحنة الالكترون، ولذلك فالذرة باجمعها تكون متعادلة. لذا فان العدد الذري للعنصر Z هو عدد شحنات البروتونات في النواة. فاذا كانت النواة متكونة كلياً من بروتونات، فان الشحنة والوزن الذري يجب ان يكونا متساويين. لقد بينت القياسات بان الوزن الذري يكون عادة اكبر بمرتين من العدد الذري تقريباً. ففي حالة الصوديوم يكون الوزن الذري 23 والعدد الذري 11 فقط، مما يتضمن بان النواة تحمل 11 شحنة موجبة وهذه تتوازن مع 11 شحنة سالبة في السحابة الالكترونية المحيطة بها. لقد افترض بادىء الامر بان النواة تحتوي على 23 بروتون و 12 الكترون ويكون مجمل الفرق في الذرة 11 على اعتبار الوزن الذري هو 23. وبعد اكتشاف النيوترون في 1932 والحصول على بعض الادلة وعلى الاخص فيما يتعلق بالعزم التدويمي للنواة، تغيرت

هذه النظرة فافترضت بان النواة تتكون من بروتونات ونيوترونات فقط. ان النيوترون جسيمة اساسية جديدة لاتحمل شحنة الا ان لها كتلة تقرب جداً من كتلة البروتون. وفي هذه الحالة سيكون في الصوديوم 11 بروتون على اساس العدد الذري له $Z = 11$ و 12 نيوترون لكي يصبح الوزن الذري له 23.

ولأول وهلة، يبدو غريباً بان جسيمة اساسية مهمة كالنيوترون بقيت غير مكتشفة حتى 1932. وفي الحقيقة كان سبب ذلك ان النيوترون لايحمل شحنة لذا كان من الصعب ان يكشف عنه عند مروره خلال الذرات حيث لايسبب اي انحراف عند مغادرته السحابة الالكترونية في الذرة. وفي 1930 قصف بوث وبيكرنوى خفيفة مثل الليثيوم والبريليوم بجسيمات α ولاحظا انبعاث اشعاع نفاذ جداً افترضا انه اشعة γ. وبعد سنتين وجد كل من كوري وجوليوت بان هذا الاشعاع يمكن ان يبعث بروتونات بطاقات عالية جداً من طبقة من شمع البارافين، وفي تجربتهما، سمحا لجسيمات α الصادرة من البولونيوم Po (الشكل 3 - 11) ان تسقط على قطعة من البريليوم Be، التي وضعا خلفها طبقة من شمع البارافين W. ان شمع البارافين يوفر تركيزاً عالياً من ذرات الهيدروجين بشكل ملائم لمثل هذه التجارب افترض كوري وجوليوت بان طاقة اشعة γ انتقلت الى البروتونات بالعملية المعروفة بتأثير كومبتن، التي سوف توصف فيما بعد. ان طاقة الاشعاع الساقط المطلوبة لانتاج البروتونات، كالطاقات الملحوظة، كانت عالية مثل 55 Mev وهي تزيد كثيراً عن تلك التي تبعث اعتياديا من المواد المشعة.



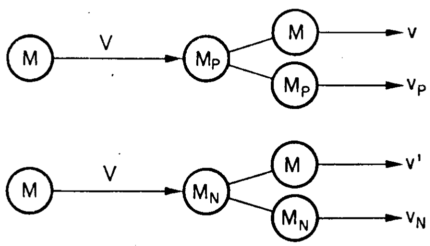
الشكل 3 - 11 اكتشاف النيوترون

ولما كان جادويك غير مقتنع بتفسير اشعة γ، فقد اعاد هذه التجارب اخيراً وبالمشاركة مع فِذَرْ فابدل قطعة البارافين بحجرة صغيرة تحتوي على النتروجين الغازي وقاس مدى البروتونات من قطعة البارافين وقارنه مع مدى نوى النتروجين في سلسلة ثانية من التجارب. وقاس عملياً سرعات البروتونات ونوى النتروجين. لقد احيا جادويك الفكرة المقترحة اولاً من قبل رذرفورد في 1920 عن الجسيمة التي ليس لها شحنة ولكن كتلتها مقاربة مع البروتون الا وهي النيوترون. ان المصاعب التي صادفها المشتغلون الأوائل لحساب طاقة البروتونات، قد اختفت عندما افترض ان الاشعاع غير المعروف والذي سمى (اشعاع ـ γ) كان مكوناً من النيوترونات. والمسألة الان اصبحت واحدة من الاصطدامات البسيطة باستعمال القوانين الكلاسيكية لحفظ الزخم والطاقة. وعند الاقتصار على الاصطدام المباشر او الرأسي لنيوترون كتلته M (الشكل 3 - 12) وسرعته V يصطدم مع بروتون كتلته M_p في حالة السكون يمكننا ان نكتب $MV = Mv + M_p v_p$. وباستعمال قانون حفظ الطاقة $\frac{1}{2}MV^2 = \frac{1}{2}Mv^2 + \frac{1}{2}M_p v_p^2$ وبحذف v من هاتين المعادلتين ينتج ان $v_p = 2VM / (M_p + M)$. ويمكن الحصول على معادلة مشابهة ايضاً لسرعة نواة النتروجين، $v_N = 2VM / (M_N + M)$ ومنهما نحصل على $v_p / v_N = (M_N + M)/(M_p + M)$ وقاس جادويك v_p و v_N فحصل على التوالي 3.3×10^7 m / s و 0.47×10^7 m / s. وعند التعويض

عن هذه القيم ومتذكرين بان الاوزان الجزيئية للهيدروجين والنتروجين هي على التوالي 1.0 و 14 يكون لدينا :

$$3\cdot3 \times 10^{7}/0\cdot47 \times 10^{7} = (14 + M)/(1 + M)$$

ومنها نحصل على ان $M = 1.16$. وهكذا نجد بان كتلة النيوترون هي 1.16 مرة من كتلة البروتون. ان هذه الحسابات البسيطة توضح طبيعة الحسابات التي استعملها جادويك . وتبين الحسابات والقياسات الحديثة اكثر بان كتلة النيوترون هي قريبة لكتلة البروتون وتقريباً مساوية لها حيث انها 1.003665 وحدة كتلة ذرية على مقياس C_{12} .



الشكل 3 - 12 تعيين الكتلة لنيوترون

مسائل

(ان المسائل المؤشرة بعلامة نجمة قد تم حلها بصورة كاملة في نهاية الفصل)

3 - 1 سيل من جسيمات α كل منها تحمل شحنة 3.2×10^{-19} كولوم ارسل خلال مجال مغناطيسي منتظم مقداره 3 تسلا . وسرعة كل جسيمة هي 1.52×10^{7} m / s وتصنع زاوية قائمة مع اتجاه المجال المغناطيسي . عين القوة على كل جسيمة . الجواب : (14·6 pN)

3 - 2 احسب بدلالة كتلة السكون m_0 ، كتلة الكترون متحرك بسرعة 3c / 4, c / 2, c / 4 حيث c هي سرعة الضوء . الجواب : $(1.03\ m_0, 1.16\ m_0, 1.51\ m_0)$

3 - 3 في تجربة من نوع بوخرر تكون الفاصلة بين الصفيحتين 1 mm وبينهما فرق جهد 10 kV . سلّط مجال مغناطيسي كثافة تدفقه 2.0 تسلا موازياً الى مستوى الصفيحتين، احسب سرعة الالكترونات التي تستطيع ان تهرب من بين الصفيحتين باتجاه يميل بزاوية مقدارها 30° مع المجال المغناطيسي .
الجواب : (10^{7} m / s)

*3 - 4 في مرسمة الطيف الكتلي لبيبريدج تمر ذرات النيون 20 احادية التأين في حجرة الانحراف بسرعة 10^{5} m / s . فاذا انحرفت بمجال مغناطيسي كثافة تدفقه 0.08 تسلا، احسب نصف قطر مسارها وأين سوف تسقط ايونات النيون 22 اذا كان لها نفس السرعة الابتدائية .

الجواب :
(r = 260 mm, Ne 22 at 52 mm beyond Ne 20)

3 - 5 احسب مسافة الاقل اقتراب لجسيمات α (10 Mev) لنوى النحاس. العدد الذري للنحاس هو: 29. الجواب :

$(8{\cdot}4 \times 10^{-15}\, m = 8{\cdot}4\, fm)$

3 - 6 تسقط جسيمات α طاقتها 9 Mev عمودياً على رقاقة المنيوم سمكها 1 μm . ان جزءاً في 10^8 تشتت خلال زاوية 60° وتم كشفها بعداد وميضي مساحته $25\, mm^2$ على مسافة 50 mm . احسب العدد الذري للالمنيوم على فرض بأن الوزن النوعي له 2.7. الجواب : (13)

3 - 7 كون علاقة بين معامل الاصطدام p، مسافة الاقل اقتراب d وزاوية التشتت θ . لاية زاوية تشتت يكون معامل الاصطدام مُساوياً لمسافة الاقل اقتراب؟

الجواب : $(\theta = 53.2^\circ)$

3 - 8 أي جزء من جسيمات α التي طاقتها 7·25 MeV والتي تسقط عمودياً على رقاقة نحاس سمكها 0.1 μm تشتت خلال زوايا اكبر من 90°؟ خذ الوزن النوعي للنحاس 8.9 .
الجواب : $(1\ in\ 7.3 \times 10^4)$

حل المسألة

3 - 4 لأيون النيون 20 المتحرك في مجال مغناطيسي B يكون :

$$Bev = \frac{mv^2}{r_{20}}$$

$$r_{20} = \frac{mv}{Be} = \frac{20.10^{-3}}{6 \times 10^{23}} \times \frac{10^5}{0{\cdot}08 \quad 1{\cdot}6 \times 10^{-19}}$$

$$= \underline{0{\cdot}26 \text{ metre.}}$$

في هذه الحالة $r \propto m$ ونصف قطر المسار الذي اتبعه النيون 22 يعطى بالعلاقة

$$\frac{r_{22}}{r_{20}} = \frac{22}{20}$$

$$r_{22} = \frac{22}{20} \times 0{\cdot}26$$

$$= \underline{0{\cdot}286 \text{ metre.}}$$

أي ان النيون 22 سوف يسقط خلف ايونات النيون 20 بمقدار 52 mm .

الفصل 4

المتسلسلات المشعة والنظائر

4 - 1 المقدمة

لقد رأينا كيف ان الذرة تتألف من نواة ثقيلة صغيرة جداً تحتوي معظم كتلة الذرة وتحمل شحنة موجبة مساوية الى (ze) حيث (z) هو العدد الذري و (e) شحنة البروتون. واضافة الى ذلك فان جسيمات (α) و (β) قد تم تشخيصها على انها نوى الهيليوم والالكترونات على التوالي. وان جسيمات α المنبعثة من ذرة ما يمكن ان تأتي فقط من النواة، لذلك فان النواة تفقد شحنتين موجبتين وبعضاً من الكتلة مساوية الى نواة الهيليوم. وهكذا، اذا كان A, Z هما على التوالي العدد الذري والوزن الذري للذرة الاصلية، فان انبعاث جسيمة α يتسبب في نشوء التغييرات التالية:

$$Z \longrightarrow Z-2$$

و

$$A \longrightarrow A-4.$$

يتضمن التغيير في Z بان عنصراً جديداً قد تم خلقه. ففي حالة الراديوم الذي يكون فيه Z = 88 و A = 226، فان عنصراً جديداً قد ينتج وهو غاز الرادون الذي فيه Z = 86 و A = 222:

A= 226		A = 222		A = 4
الراديوم	←	الرادون	+	جسيمة (α)
Z = 88		Z = 86		Z = 2

في التغيير الاشعاعي من هذا النوع، يشار الى الراديوم في بعض الاحيان على انه العنصر الوالد والرادون يعرف على انه الوليد. ان انبعاث جسيمة (β) من النواة يرفع الشحنة النووية الموجبة بوحدة واحدة بينما تبقى الكتلة بدون تغيير تقريباً، لذا فان:

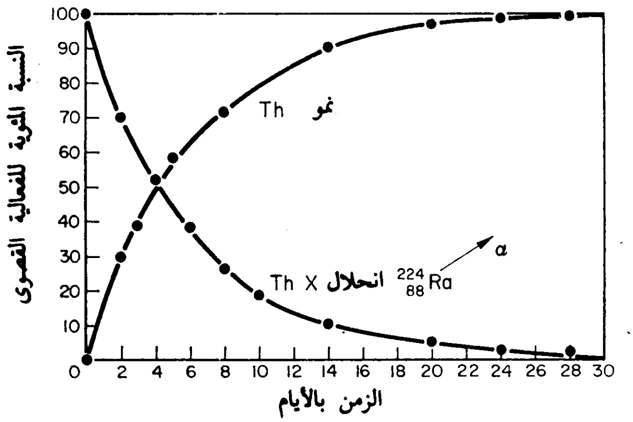
$$Z \rightarrow Z+1$$

ان A يبقى بدون تغيير ولكن يكون لدينا عنصراً جديداً.

4 - 2 معادلة الانحلال الاشعاعي

عندما فصل الثوريوم X (الراديوم 224) لأول مرة كيمياوياً من الثوريوم فقد وجد بانه اكثر فعالية بكثير من الثوريوم المترسب. وبعد مرور بعض الوقت فقد الثوريوم X فعاليته تدريجياً واستعاد الثوريوم فعاليته المفقودة. . ان هذين التأثيرين هما متعاكسان بالضبط مع بعضهما كما مبينان في الشكل 4 - 1.

لقد درس رذرفورد وسودي معدلات الانحلال والاستعادة وبينا انها كانت تقريباً نفس الشيء. فالثوريوم نفسه لم يكن فعالاً جداً ولكن وليده الثوريوم X كان فعالاً جداً. ان مركب الثوريوم يحتوي الثوريوم الوالد والثوريوم X الوليد كليهما. وان فعالية الجميع تكون الى حد كبير بسبب الثوريوم X.



الشكل 1.4 منحنيات الانحلال والنمو لـ Thx و Th

وعلى أية حال، فعندما فصلا كيمياوياً كان الثوريوم الوالد ذو فعالية قليلة بينما كان الثوريوم X ذو فعالية اكبر. ومع مرور الزمن زاد الثوريوم غير الفعال من فعاليته وذلك بسبب تكوين الثـوريوم X الجديد، بينما الثوريوم X المترسب فقد فعاليته بالانحلال الطبيعي الى عنصر مشع الذي كان نفسه ذات فعالية ضعيفة. ان هذه النتائج تكون خاضعة لقوانين النشاط الاشعاعي والزمن.

لقد وجد، رذرفورد وسودي بان المنحنيات التجريبية تكون أسية، أي ان، معدل فقدان النشاط الاشعاعي كان متناسباً مع كمية النشاط الاشعاعي الموجود فعلاً في نفس اللحظة التي يتم فيها القياس. لذا فان $dA / dt = - \lambda A$ حيث ترمز الاشارة السالبة الى الخسارة الحاصلة، و A هو مقياس النشاط الاشعاعي الموجود.

وبدلالة عدد الذرات تصبح العلاقة:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N$$

أو:

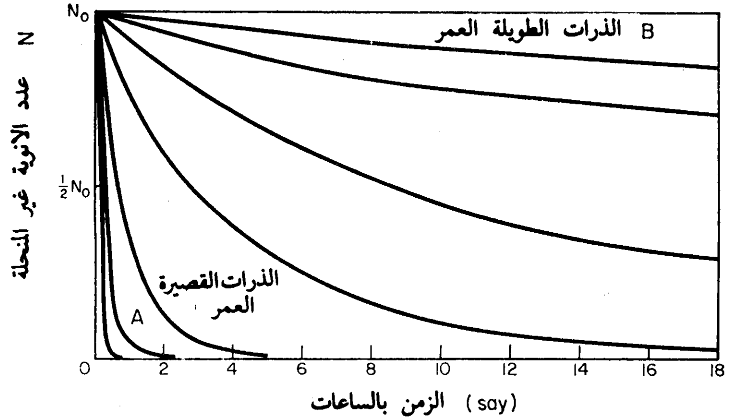
$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

حيث N_0 هو عدد الذرات في اي وقت مختار $t = 0$

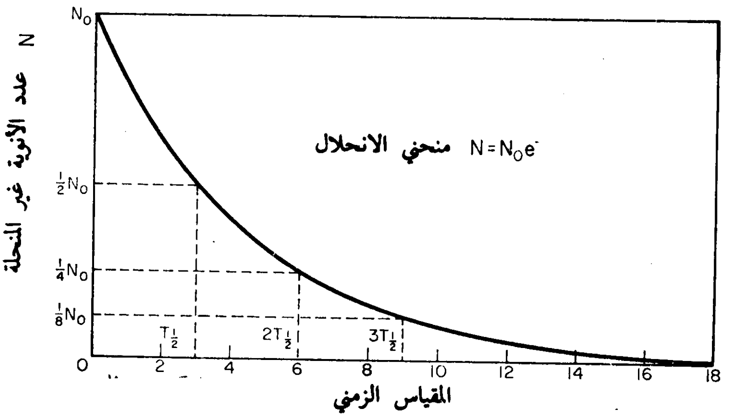
N هو عدد الذرات التي لم تتغير في t

وλ هو ثابت الانحلال لمقلوب الزمن او المعدل الزمني للانحلال الجزئي.

وبما ان كل النشاط الاشعاعي يخضع لهذا القانون لذا فان الفرق بين مختلف الذرات المشعة يقع بصورة رئيسية في قيمة λ. ويمكن تمثيل بضع ذرات مشعة في مخطط واحد كما مبين في الشكل 4 - 2، ويمكن استبدال هذا المخطط بمنحني رئيسي واحد بمقياس زمني مناسب كما في الشكل 4 - 3 الذي تكون وحدات الزمن t فيه متدرجة من مايكروثانية الى ملايين السنين. ولغرض مقارنة ازمنة الانحلال أو ازمنة العمر للذرات المشعة يجب ان نتبنى طريقة ما لقياس معدل زمن العمر.



الشكل 2.4 انحلال نويدات مختلفة على نفس المقياس الزمني



الشكل 3.4 منحني انحلال أسي رئيسي

4 - 3 متوسط العمر للمادة المشعة

لقد بين سودي ان متوسط العمر $T = 1 / \lambda$ مبرراً ذلك كما يلي: افترض ان عدد الذرات التي تعيش لمدة t من الثواني (أي لها عمر t) هو N، وان العدد المنحل في الفترة الزمنية الصغيرة Δt هو ΔN، فان عمر ΔN من الذرات المنحلة هو t وان العمر الكلي لجميع الذرات N_0 سيكون:

$$\Sigma \, \Delta N t \quad \text{الذي يصبح} \quad \int_{N_0}^{0} t \, dN.$$

لذا فان معدل او متوسط العمر يكون:

$$T = \int_{N_0}^{0} \frac{t\,dN}{N_0} \qquad = \frac{1}{N_0}\int_{0}^{\infty} t(-\lambda N dt) \qquad = \frac{1}{N_0}\int_{0}^{\infty} -\lambda t N_0 e^{-\lambda t}\, dt$$

$$= -\lambda \int_0^\infty te^{-\lambda t}\,dt$$

$$= -\lambda \left[\frac{t(-e^{-\lambda t})}{\lambda} - \int \frac{(-e^{-\lambda t})}{\lambda}\,dt \right]_0^\infty$$

$$= -\lambda \left[\frac{-te^{-\lambda t}}{\lambda} - \frac{e^{-\lambda t}}{\lambda^2} \right]_0^\infty$$

$$= \frac{1}{\lambda}.$$

وبالرجوع الى الشكل 4 - 2 نجد بان الذرات قصيرة العمر تقع في المنطقة A وتمتلك اطول λ بينما الذرات طويلة العمر تقع في المنطقة B من المنحني.

4 - 4 عمر النصف للمواد المشعة

ان الطريقة الاكثر شيوعاً لمناقشة عمر الذرات هو ان تعتبر عمر النصف $T_{1/2}$. وهذا هو الزمن المطلوب لعدد من الذرات الوالدة ان تنخفض من $N=N_0$ الى $N=\frac{1}{2}N_0$ كما مبين في الشكل 4 - 3. وهكذا في زمن $T_{1/2}$ فان نصف الذرات الوالدة تتحلل الى ذرات وليدة كي يكون بعمر النصف $T_{1/2}$. وسوف يكون لدينا:

$$N = \frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{\frac{1}{2}}}$$

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\log_e 2}{\lambda} = \frac{0{\cdot}693}{\lambda}.$$

لذا فان:

$$T_{\frac{1}{2}} = 0{\cdot}693\ T.$$

تؤخذ القيمة العددية N_0 في اي زمن مطلق مساوياً للصفر.

تتباين اعمار النصف للمواد المشعة تبايناً كبيراً. فالبولونيوم 212 يبعث جسيمات α وعمر النصف له يساوي 3×10^{-7} sec بينما في نفس المتسلسلة فان الثوريوم له عمر النصف 1.39×10^{10} سنة، لذا فانه مستقر تقريباً. وكما ورد اعلاه نجد بان جميع الاعمار قد عبرت عنها بدلالة ثابت الانحلال. وهذا يمكن قياسه تجريبياً حيث ان:

$$N_t = N_0\, e^{-\lambda t}$$

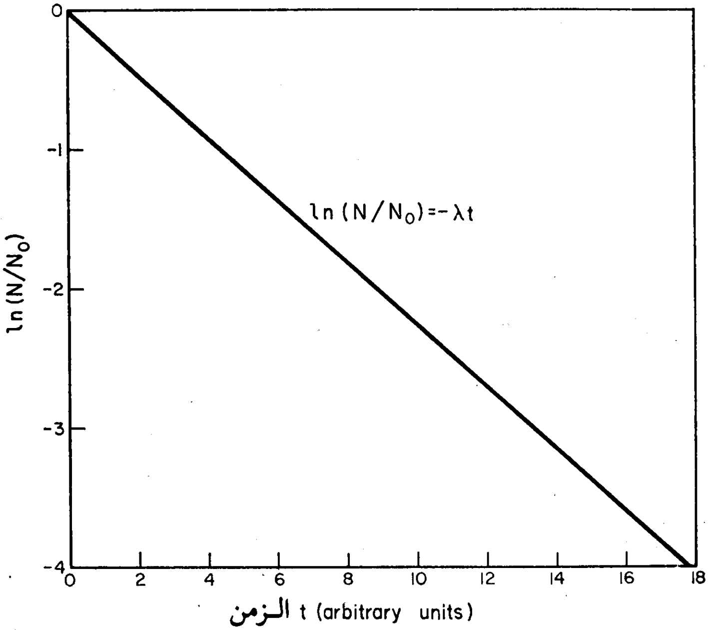
ومنها نحصل على:

$$\ln\left(\frac{N_t}{N_0}\right) = -\lambda t$$

أو:

$$\ln N_t = \ln N_0 - \lambda t.$$

يمكن الحصول على N_t بطريقة العد في فترة زمنية معروفة t ثم يرسم بياني بين $\ln N_t$ و t كما في الشكل 4 - 4. الذي يمثل ميل هذا المنحني قيمة λ ومنها يمكن الحصول على $T_{1/2}$ أو T.



الشكل 4.4 رسم اللوغاريتم الطبيعي للشكل 3.4

4 - 5 توازن النشاط الاشعاعي

الشكل 4 - 1 يكون صحيحاً فقط اذا كان هنالك حالة تكون فيها الذرات الوليدة من تحول النشاط الاشعاعي هو مادة صلبة أو انها لاتستطيع التهرب. وهنا تكون الذرات الوالدة والوليدة متواجدة وان كليهما يصلان الى حالة توازن بحيث تكون النوى الوليدة التي تتحلل بنفس المعدل الذي تتكون فيه من النوى الوالدة، اي:

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{الوالدة}} = \left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{الوليدة}}$$

وفي حالة التوازن $\quad (\lambda N)_{\text{الوليدة}} = (\lambda N)_{\text{الوالدة}} \quad \therefore$

فاذا كنا نتعامل مع متسلسلة طويلة من الانحلالات في عائلة ما، فان توازناً منتقلاً من جيل الى جيل قد يبدأ، طالما ان كل عضو يبقى موجوداً وان $\lambda_1 \ll \lambda_2$ لكي يبقى N_1 ثابت كلياً.

لذا فان:
$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N_3 \ldots . = \lambda_n N_n$$

n من الاعضاء، وعموماً اي اثنين من الاعضاء يمكن ان يرتبطا بالعلاقة:

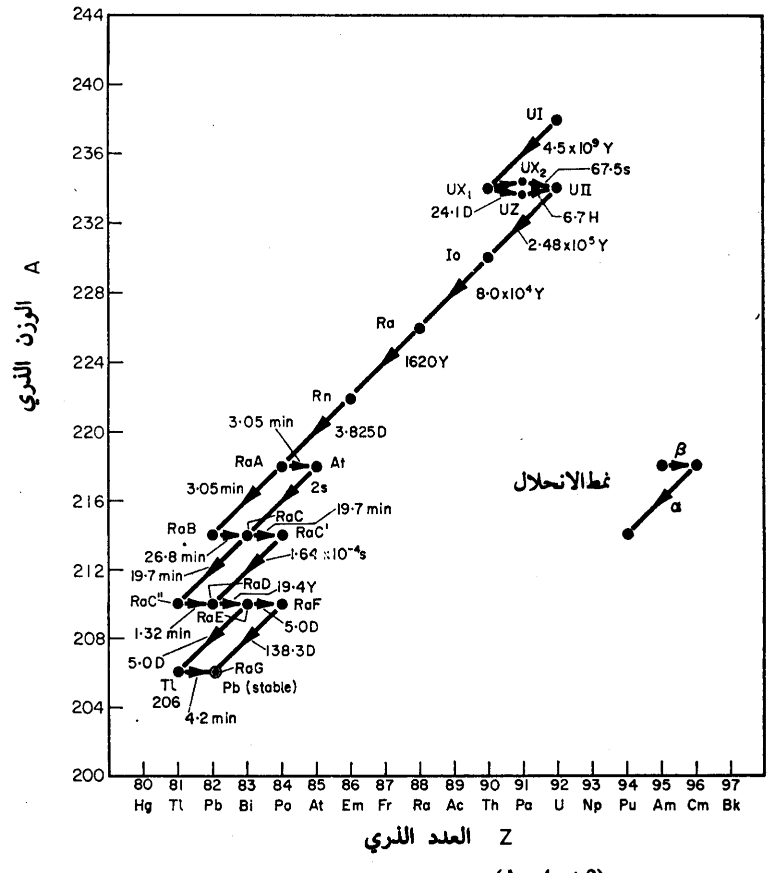
$$\lambda_x N_x = \lambda_y N_y .$$

وهذا هو شرط التوازن في النشاط الاشعاعي الذي ظهر في متسلسلات النشاط الاشعاعي الاربعة الموصوفة في الفقرة القادمة. انه يمكننا ايضا من حساب معدلات التجمع في المتسلسلات المشعة من ذرة سلف نزولاً الى النظير المستقر الذي سيتكون وذلك بتطبيق النمو الأسي الملائم ومعادلات الانحلال.

4 - 6 متسلسلات النشاط الاشعاعي

عندما ترسم الذرات ذات النشاط الاشعاعي المعروفة على بياني بين A و Z، وجد انها تقع في ثلاث متسلسلات طبيعية مبينة التحولات المتعاقبة. وان المتسلسلات الثلاثة هي:

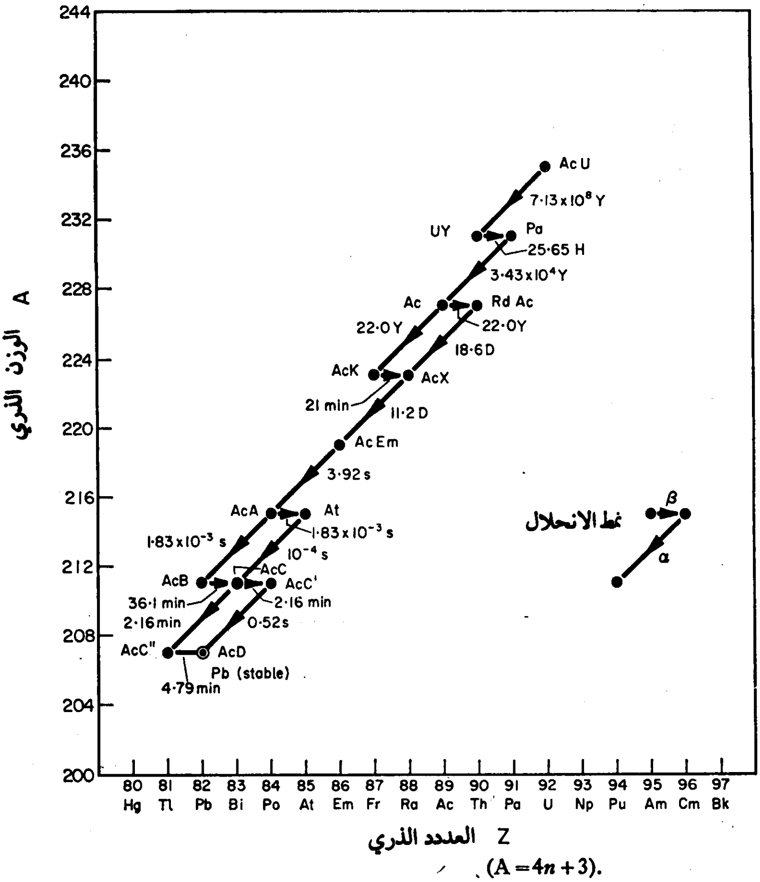
(١) متسلسلة اليورانيوم التي تبدأ بـ ($^{238}_{92}U$) وتنتهي بـ ($^{206}_{82}Pb$) المستقر كما مبين في الشكل 4 - 5.



الشكل 5.4 متسلسلة اليورانيوم (A=4n+2)

يمكن احتساب الاوزان الذرية لاعضاء هذه المتسلسلة من العلاقة 4n + 2 حيث ان n هو عدد صحيح. لذا فانها تعرف احياناً بالمتسلسلة 4n + 2.

(2) المتسلسلة (4n + 3) أو الاكتينيوم المبتدئة بـ ($^{235}_{92}U$) والمنتهية بـ ($^{207}_{82}Pb$) المستقر كما مبين في الشكل 4 - 6.

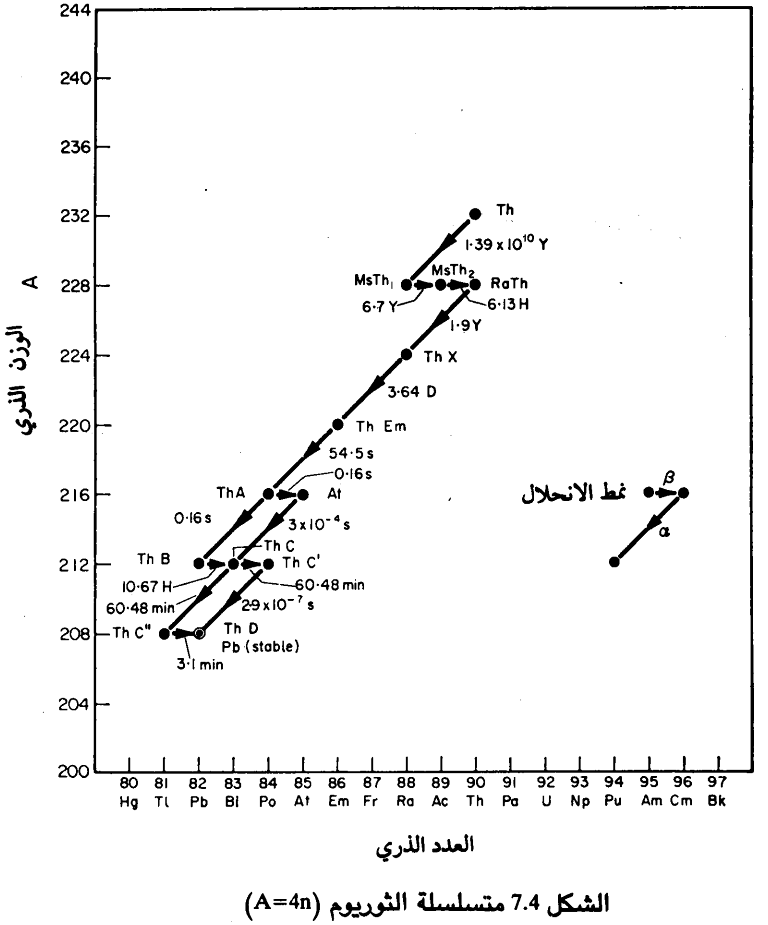


الشكل 6.4 متسلسلة الاكتينيوم (A=4n+3)

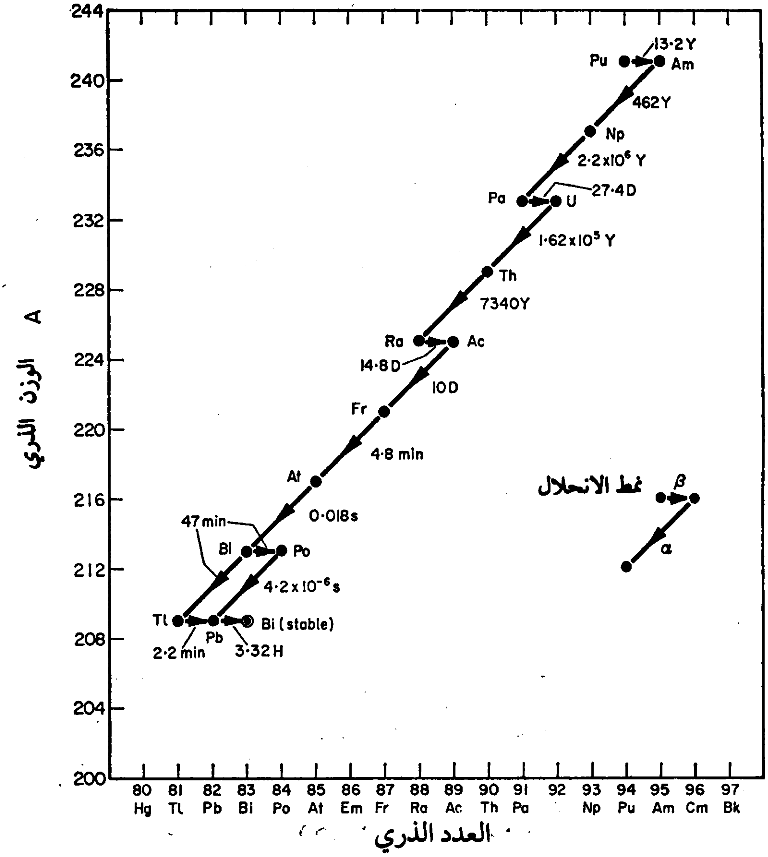
(3) المتسلسلة 4n أو الثوريوم المبتدئة بـ ($^{232}_{90}Th$) والمنتهية بـ ($^{208}_{82}Pb$) المستقر كما مبين في الشكل 4 - 7.

ان اكتشاف هذه العوائل المشعة الثلاثة المتكونة نتيجة الاشعاع الطبيعي كان الى حد كبير نتيجة لعمل سودي في 1910.

في هذه المخططات يعطى انبعاث جسيمة α بسهم قطري ولجسيمة β بسهم افقي. وبعد اكتشاف الانشطار النووي وانتاج عنصر النبتونيوم (93)، فقد وجد ان هذا العنصر هو عضو في المتسلسلة الرابعة، المتسلسلة 1 + 4n، المبتدئة بالبلوتونيوم 241 وتمتلك في نهايتها الناتج المستقر، عنصر البزموث 209، كما مبين في الشكل 4 - 8.



الشكل 7.4 متسلسلة الثوريوم (A=4n)

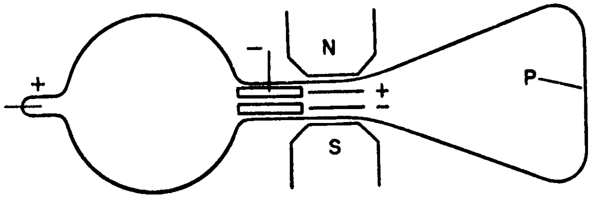


الشكل 4-8 متسلسلة النبتونيوم (A = 4n + 1)

4 - 7 النظائر

تبين من اختيار ومقارنة متسلسلات النشاط الاشعاعي الثلاثة الموجودة في الطبيعة بانه يمكن لنفس العنصر ان يكون له اوزان ذرية مختلفة، وكل منها تقريباً عدد صحيح بالضبط. وقد اطلق سودي اسم النظير على هذا النوع من العناصر. فمثلاً العنصر الاخير والمستقر في متسلسلات اليورانيوم، الاكتينيوم والثوريوم هو الرصاص إلا ان الاوزان الذرية تختلف فيما بينها وهي على التعاقب 206 و 207 و 208. وسوف يكون واضحاً بان الاوزان الذرية الكمية المقاسة في الكيمياء تنشأ من خليط مختلف من النظائر.

وفي سنة 1910 بدأ ثومسون بحثاً في النظائر بين العناصر الخفيفة غير المشعة. فالنيون كان العنصر الاول الذي تم فحصه بنجاح، حيث ان انبوبة التفريغ لم تكن مختلفة عن تلك التي استعملت عندما عين قيمة (e / m) للالكترون. انه عكس اقطاب انبوبة التفريغ وعمل ثقباً صغيراً اقل من مليمتر في الكاثود ليجهز حزمة دقيقة من الايونات الموجبة بدلاً عن الالكترونات. وسلطت على المنظومة مجالات كهربائية ومغناطيسية متوازية (الشكل 4 - 9) فتكون القوى الميكانيكية على الايونات متعامدة الواحدة على الاخرى. ونظراً للمديات الواسعة لسرعات الايونات فانها تأخذ شكل القطع المكافىء وان انحراف حزمة الايونات يسجل على لوحة فوتوغرافية او شاشة متفلورة في P.

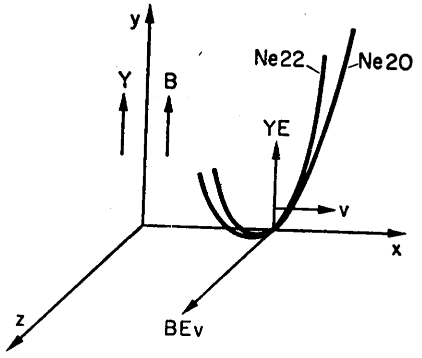


الشكل 9.4 جهاز ثومسون للاشعة الموجبة

ان هذا الترتيب يشبه ذلك الذي استعمله كوفمان في قياسه (e / m) لاشعة β المشروح في الفصل 3.
وباستعمال نفس الفرضيات يمكن ان نبين بان الايونات التي شحنتها E وكتلتها M تتحرك على امتداد المحور السيني كما في الشكل 4 - 10 وانها تنتشر خارجاً على شكل قطع مكافىء في المستوى yz وطبقاً للمعادلة:

$$z^2 = \frac{B^2E}{2YM} . L^2y = k\frac{E}{M}y$$

حيث k كمية ثابتة و L هو المسافة التي يقطعها الايون في المجالات الكهربائية والمغناطيسية التي هي Y و B على التوالي. ولكون E بقي ثابتاً امكن الحصول على قطع مكافىء مختلف لقيم مختلفة لـ M تبعاً للنظائر المختلفة.



الشكل 10.4 القطع المكافىء لاشعة موجبة

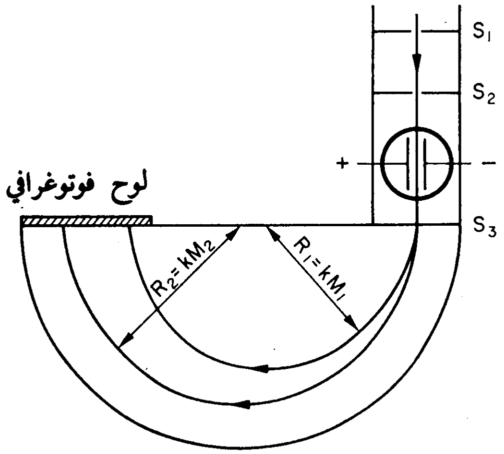
لقد بينت هذه التجربة وجود النظائر في العناصر الخفيفة مثل النيون إلا انها فشلت في تعيين كتلها بدقة. وعملياً يجب ان يوفق بين عرض الفتحة في الكاثود للحصول على حزمة ضيقة لأجل الدقة والشدة المطلوبة للقطع المكافىء ليظهر بصورة واضحة على الشاشة او اللوح الفوتوغرافي.

4 - 8 مرسمة الطيف الكتلي لـ (بينبريدج)

لقد طور استن طريقة ثومسون وحسنها بحيث تركزت الايونات الموجبة لنفس الكتلة في خط منفرد

على لوح فوتوغرافي. وبهذه الطريقة تمكن استن من تعيين الكتلة بدقة جزء واحد في الالف. وبعدئذ جزءاً واحداً من 10^4 أو 10^5. واصبح هذا الجهاز معروفاً بمرسمة الطيف الكتلي. لقد صمم جهازاً اكثر تطوراً من سابقه من قبل بينبريدج الذي نصفه ادناه.

وهذا الجهاز يستند على انحراف الايونات في المجال المغناطيسي. ولما كان الانحراف يعتمد على سرعة الايونات لذا تتطلب استعمال منتخب للسرعات للحصول على سرعات واحدة أو متقاربة جداً. يحدد عرض حزمة الايونات بالشقوق S_1 و S_2 (الشكل 4 - 11). وبعد خروج الحزمة تتعرض الى مجال كهربائي X ومجال مغناطيسي B متعامدين.
ترتب الاتجاهات بحيث تكون القوى الميكانيكية على الايونات متساوية ومتعاكسة لسرعة مختارة v التي تعطى بالعلاقة $v = X / B$ حيث ان $BEv = XE$. فان الايونات التي تمتلك هذه السرعة فقط تستمر في خط مستقيم وتمر خلال الشق S_3 الى منطقة فيها مجال مغناطيسي منتظم B'. ان الايون الذي شحنته E وكتلته M سوف يتحرك في مسار نصف قطره R لذا فان $B'Ev = Mv^2/R$ ومنها نحصل على ان $M = B'ER/v = kR$ وذلك عندما تكون السرعة v هي نفسها لجميع الايونات و k هو ثابت.



الشكل 11.4 مرسمة الطيف الكتلي لبينبريدج

لذا فان النظائر التي لها نفس الشحنة E لكن ذات كتل مختلفة M سوف تتبع مسارات بانصاف اقطار مختلفة ونتيجة لذلك فانها تصطدم في نقاط مختلفة على طول الصفيحة الفوتوغرافية كما مبين في الشكل 4 - 11.

بينما اوضحت تجربة ثومسون بان هنالك نظائر للعناصر الخفيفة، الا ان البحوث التي اعقبت تلك من قبل استن، بينبريدج، دمبستر ونير اظهرت نتائج اكثر أهمية ودقة. ولقد تبين بان جميع النظائر المعروفة لها كتل باعداد صحيحة تقريباً قياساً بالوزن الذري للكاربون 12. وعندما تم تحديد الاوزان الذرية بدقة، وجدت انها لم تكن اعداداً صحيحة تماماً. وبمقياسية الطيف الكتلي الحديثة وجد ان الاعداد الكتلية لنظائر النيون هي 19.992440 و 20.993849 و 21.991385. ويعود هذا الفرق الى العلاقة بين الكتلة والطاقة حيث النواة تتكون منها كما سنناقش ذلك في الفصل 14.

مسائل

(المسألة المؤشرة بنجمة قد تم حلها بصورة كاملة في نهاية الفصل)

4 - 1 عرف ثابت الانحلال وعمر النصف لعنصر مشع . اوجد علاقة بين هذه الكميات . اذا كانت اعمار النصف لليورانيوم 235 و 238 هي على التوالي 8.8×10^8 و 4.5×10^9 سنة احسب العدد الكلي لجسيمات α المنبعثة في الثانية الواحدة من غرام واحد من اليورانيوم الطبيعي . كلا النظيرين باعثين لجسيمات α وان التواجد لليورانيوم 235 هو %0.7 افرض الوزن الذري لليورانيوم هو 238.

الجواب : $(1{\cdot}36 \times 10^4 + 1{\cdot}87 \times 10^2)$

4 - 2 اذا كان عمر النصف للسماريوم 152 هو 10^{12} سنة ، احسب عدد جسيمات α المنبعثة في الثانية من 1 غرام من السماريوم الطبيعي . تواجد السماريوم 152 هو %27 ، والوزن الذري للسماريوم الطبيعي 150·4. الجواب : (23.8)

4 - 3 اذكر الادلة التجريبية التي قادت الى اكتشاف النيوترون . عندما تقصف نواة النحاس $(A=65, Z=29)$ بالنيوترونات ، تنبعث اشعة γ وتصبح النواة المنتجة مشعة باعثة جسيمات β . فاذا كان ثابت الانحلال λ مساوياً 0.00231 ، احسب نصف العمر ومعدل الحياة للناتج المشع .

الجواب : $(T_{\frac{1}{2}} = 300\ \text{s},\ T = 433\ \text{s})$

*4 - 4 احسب الزمن اللازم لتحلل %10 من نموذج للثوريوم . افرض نصف العمر للثوريوم هو: 1.4×10^{10} سنة .

الجواب : $(2.1 \times 10^9$ years)

4 - 5 اذا كان انصاف الاعمار لليورانيوم 238 ، الراديوم والرادون على التوالي هي 4.5×10^9 سنة ، 1620 سنة و 3.8 يوم . احسب التناسب النسبي لهذه العناصر في خام اليورانيوم الذي يحصل فيه توازن ولايمكن للرادون ان يتسرب منه .

الجواب : $(4.7 \times 10^{11} : 1.56 \times 10^5 : 1)$

4 - 6 اذا علمت ان القطع المكافىء للاشعة الموجبة والعائدة الى ذرات النيون 20 احادية التأين في جهاز ثومسون يمثل بالمعادلة $y = 10z^2$. اوجد معادلة القطع المكافىء العائدة للنظير الآخر من النيون الذي كتلته 22.

الجواب $(y = 11\,z^2)$

4 - 7 في المطياف الكتلي لثومسون كانت الصفائح 50 مليمتر طولاً وعليها مجالات كهربائية ومغناطيسية متوازية تساوي 15k v / m و 0.5 tesla على التوالي. اوجد معادلة القطع المكافىء لنظير النيون 20 احادي التأين، علماً بان كتلة النوية هي 1.67×10^{-27} kg والشحنة الالكترونية هي 1.6×10^{-19}. كولوم

الجواب $(y = 10 z^2)$

4 - 8 في منتخب السرعة في مرسمة الطيف الكتلي لبينبريدج يكون المجال الكهربائي 20 kv / m وكثافة التدفق المغناطيسي 0.25 tesla. احسب سرعة الايونات التي تمر خلاله بدون انحراف.

الجواب: $(8 \times 10^4 \text{ m / s})$

4 - 9 تدخل ذرات المغنيسيوم احادية التأين في مرسمة الطيف الكتلي لبينبريدج بسرعة 3×10^5 m / s. احسب انصاف اقطار المسارات التي تتبعها النظائر الثلاثة الاكثر تواجداً والتي كتلتها 24, 25, 26 عندما تكون كثافة التدفق المغناطيسي هي 0.5 tesla علماً بان كتلة النوية هي 1.67×10^{-27} kg.

الجواب: (325, 313, 300 mm)

حل لمسألة

*4 - 4 يعطى ثابت الانحلال λ للثوريوم بالعلاقة:

$$\lambda = \frac{0{\cdot}693}{T_{\frac{1}{2}}}$$
$$= \frac{0{\cdot}693}{1{\cdot}4 \times 10^{10} \times 365 \times 24 \times 3600}.$$

وبأعادة ترتيب $N = N_0 e^{-\lambda t}$ نحصل على:

$$t = \frac{\log_e N_0 - \log_e N}{\lambda}.$$

وفي هذه الحالة:

$$N = \frac{9}{10} N_0$$
$$t = \frac{\log_e N_0 - \log_e \frac{9}{10} N_0}{\lambda} = \frac{\log_e \frac{10}{9}}{\lambda}$$
$$= \frac{0{\cdot}0453 \times 2{\cdot}3}{0{\cdot}693 \div (1{\cdot}4 \times 10^{10} \times 365 \times 24 \times 3600)} \text{ seconds}$$
$$= \frac{0{\cdot}0453 \times 2{\cdot}3}{0{\cdot}693 \div 1{\cdot}4 \times 10^{-10}} \text{ years}$$
$$= 2{\cdot}1 \times 10^9 \text{ years.}$$

الفصل 5

الطيف الكهرومغناطيسي

5 - 1 نظريات الضوء

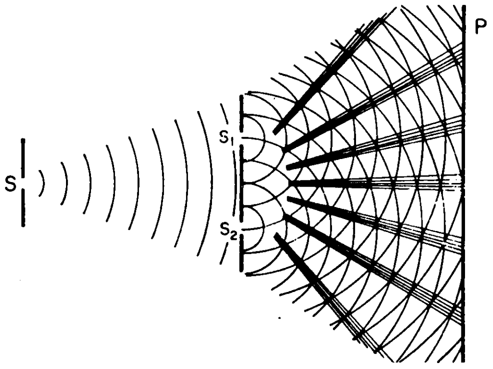
ينتقل الضوء من الشمس الى الارض عبر مسافة اكثر من 90,000,000 ميل خلال الفضاء الحاوي على مادة قليلة جداً. وعندما يمتص من قبل اي سطح فانه يتحول الى حرارة التي هي شكل من اشكال الطاقة. وعليه فان الطاقة الحرارية تصلنا من الشمس عبر هذه المسافة الطويلة جداً.

وفي الحقيقة فان جميع الطاقة المعروفة للانسان تقريباً هي مشتقة من الشمس ماضياً وحاضراً. وهكذا فان الطاقة الشمسية ومنذ ملايين السنين هي المسؤولة عن نمو النباتات التي نجد الان قسماً منها على شكل فحم. ولعمل حساب لهذا الانتقال في الطاقة عبر مثل هذه المسافة الكبيرة علينا ان نعرف بعض الشيء عن طبيعة الضوء. فالطاقة يمكن ان تنتقل من مكان الى آخر بطريقتين. والطاقة الحركية لجسم متحرك الذي يخضع لقوانين الميكانيك هي الميزة الاساسية لنظرية الجسيمات كما دافع عنها نيوتن في نهاية القرن السابع عشر على اساس الدلائل التجريبية المعروفة له في ذلك الوقت. ومن ناحية اخرى يمكن للطاقة ان تنتقل ايضا من مكان الى آخر بالحركة الموجية. وكان هذا أساساً للنظرية الموجية للضوء المدعومة من هوك وهوينكنز وفي ذلك الوقت كان معروفاً بان الصوت هو حركة موجية، وان الحقيقة بان المرء يستطيع ان يسمع ولكن لايستطيع ان يرى من وراء ركن كان عائقاً لتقبل النظرية الموجية للضوء لاكثر من مائة سنة وحتى بعد أن عرف بان الضوء ينحرف قليلاً عن مساره المستقيم عندما يمر قريباً من حافة عائق.

وقد اعطي اخيراً تفسيراً مقنعاً عن الانتشار بخطوط مستقيمة بدلالة الحركة الموجية من قبل فرينيل على اثر اكتشاف التداخل من قبل يونك في 1802. وفي القرن التاسع عشر، حصلت تفسيرات مقنعة على ضوء النظرية الموجية لظاهرة التداخل واخيراً لظاهرتي الحيود والاستقطاب، والتي سرعان ما نسخت النظرية الجسيمية التي كانت سائدة في القرن الماضي. وفي القرن العشرين بزغت ثانية النظرية الجسيمية التي استخدمت فيها الفوتونات لتفسير الظاهرة الكهروضوئية وتأثير كومبتن (انظر الفصل السادس).

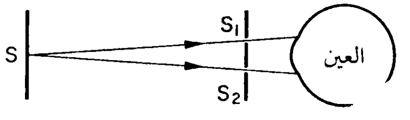
5 - 2 التداخل

يحتوي جهاز يونك على ثقبين صغيرين S_1 و S_2 موجودين على مسافة قليلة عن ثقب الشكل 5 - 1 منفرد S. ونتيجة للتداخل الذي يحصل للموجات الضوئية المارة خلال S_1 و S_2 تحصل سلسلة من المناطق المضيئة والمظلمة على الحاجز في P. ويمكن رؤية اهداب يونك بسهولة بوضع شقين متوازيين S_1 و S_2 الشكل 5 - 2) أمام العين والنظر الى شق منفرد S على مسافة عنها، حيث تتكون الاهداب على شبكية الناظر.



الشكل 5 - 1 تكوين اهداب يونك

يمكن لرتلين من الموجات ان تمر خلال احدهما الآخر دون أن يعانيا أي تغيير. وعندما ينفصلان فانهما يتبعان مساريهما الخاصين بهما، كما انه لو لم يحصل اي تلاقي بينهما.



الشكل 5 - 2 مشاهدة اهداب يونك

وبما أن هذه الموجات كل منها مستقلة عن الاخرى لذا يمكن ان نفترض بان ازاحة الوسط في أية نقطة هي المجموع الجبري للازاحات المنفصلة لكل موجة. وهذا هو شرط ضروري حيث يكون لموجتين متساويتي السعات مناطق بازاحات قليلة أو بدونها، لذا فان السعات تصبح ضعف السعة الاعتيادية. وهذه المناطق تقابل الخطوط المضيئة والمظلمة أو الاهداب الملحوظة في تجربة يونك. وللاحظتها يجب ان يتحقق شرط آخر وهو وجود علاقة طور محددة بين رتلي الموجتين. وبما ان المصدر يبعث ضوء في ومضات تدوم حوالي 10ns، وليس هناك علاقة طورية بين الومضات لمصدر متجانس منفرد، فانه يمكن للشرط السابق ان يتحقق فقط عندما ينبعث رتلا الموجتين من نفس المصدر. ان تغيير الطور في رتل موجي واحد يكون لذلك مصحوباً دائماً بتغييرات الطور المقابلة في الرتل الموجي الآخر. ويمكننا القول والحالة هذه بان الارتال الموجية مترابطة.

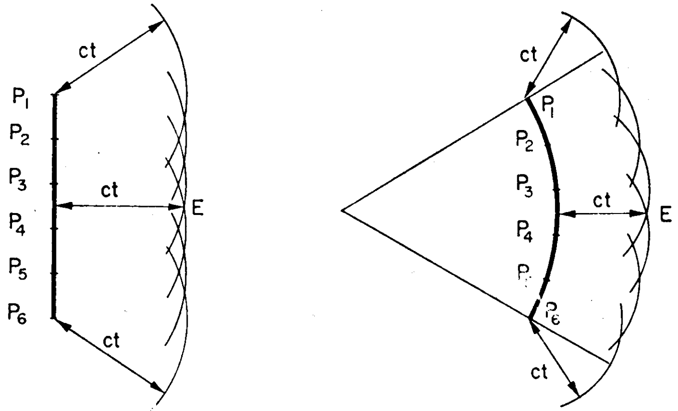
ولنعود الآن الى تجربة يونك حيث تنبعث موجتان من الفتحتين S_1 و S_2. ان القمم لمثل هذه الموجات رسمت بخطوط مستمرة (الشكل 5 - 1). ففي المناطق التي تتشابك فيها القمم التي تقابل لفرق مسار لاعداد صحيحة من الاطوال الموجية بين رتلين من الامواج تظهر الاهداب المضيئة. وبين كل قمة يقع قعر، فعندما تتطابق القمة مع القعر يحصل هدباً مظلماً.

فالاضاءة في نقطة P يمكن التنبؤ بها بتعداد عدد الموجات M في فرق المسار $S_2P - S_1P$.

ان شرط حصول الاهداب المضيئة هو عندما يكون فرق المسار بين رتلين من الموجة يساوي اعداداً صحيحة للطول الموجي اي $s_2p - s_1p = m\lambda$ حيث ان λ هو الطول الموجي. وفي حالة حصول الاهداب المظلمة يكون $s_2p - s_1p = (m + 1/2)\lambda$ أي ان فرق المسار يساوي اعداداً فردية من انصاف الطول الموجي. واستطاع يونك من هاتين العلاقتين ان يعين الطول الموجي للمصدر الضوئي المستعمل.

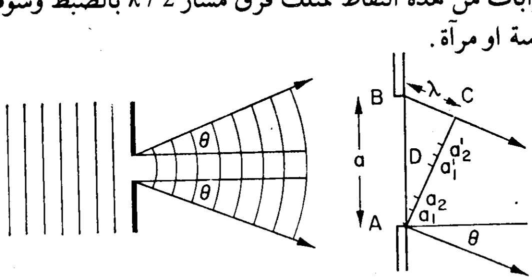
5 - 3 الحيود

يمكن تفسير ظاهرة الحيود من النظرية الموجية للضوء. اذا سقطت سلسلة من الموجات المستوية على فتحة صغيرة فان حافات جبهات الموجة تعاني انحناءاً كما في الشكل 5 - 3. وكلما كان الشق اضيق كلما يصبح التأثير اكثر وضوحاً والموجة تنتشر خارجاً. فالموجات المائية المتموجة في خزان مثلا يمكن ان تستعمل لتوضيح هذه الظاهرة التي تعرف بالحيود. ولفهم الحيود يجب علينا اولاً ان نصف مبدأ هويكنز. فكل قمة للامواج الظاهرة بين s و s_1 و s_2 كما في الشكل 5 - 1 يمكن ان تعد المحل الهندسي للنقاط التي لها نفس الطور. وهذا ايضا صحيح لكل قعر بين قمتين. ان الخط الواصل بين جميع النقاط التي بنفس الطور يعرف بجبهة الموجة. ومن مبدأ هويكنز يمكن ايجاد موقع جبهة الموجة بعد فترة من الزمن t. ولعمل هذا نفترض بان كل نقطة $p_1\,p_2\,p_3$ (الشكل 5 - 3) في جبهة الموجة هي مصدر ضوئي يطلق عليها المويجات الثانوية. ان المويجات من كل من هذه النقاط تقع على دوائر بنصف قطر ct حيث ان c هي سرعة الضوء. والغلاف E لهذه الدوائر العديدة يكون جبهة الموجة الجديدة. في مثل هذه الصورة المبسطة لانتشار الموجة نرى كيف ان المويجات التي تنتقل جانبياً تصبح مهمة بازدياد كلما تصغر الفتحة و يمكن ايجاد الزاوية التي تتناقص بها شدة الموجة المنتشرة الى الصفر من عرض الفتحة *a* والطول الموجي للضوء a.



الشكل 5 - 3 مبدأ هويكنز

في الشكل (5 - 4) AB هي جبهة الموجة تستمر خلال الفتحة وعلى طولها حيث تكون جميع الازاحات بنفس الطور. فللأتجاه θ عندما $BC = \lambda$، سيكون هناك فرق في الطور مساو لطول موجي واحد عبر جبهة الموجة AC التي تستمر بزاوية θ بالنسبة للموجة المباشرة. يمكن الان ان تنقسم جبهة الموجة AC الى قسمين AD و DC بحيث يكون لكل نقطة a_1 و a_2 في النصف الاسفل نقاط مقابله a'_1 و a'_2 في النصف العلوي. وان الاضطرابات من هذه النقاط تمتلك فرق مسار $\lambda / 2$ بالضبط وسوف يختزل عندما يجلب الى البؤرة بواسطة عدسة او مرآة.



الشكل 5 - 4 الحيود في فتحة ضيقة

ان التأثير الكلي لجبهة الموجة المنشرة باتجاه θ التي لها فرق في المسار مقداره λ تكون الازاحة لها صفراً، وهذه تقابل شدة للاستضاءة مقدارها صفر ايضا. لذا فان θ تعطى بالعلاقة $\sin\theta = \lambda / a$.
انه من المفيد ان تفحص القيم التي تأخذها θ عندما تصغر الفتحة الى أقل من 100λ. وعلينا ان نتذكر بان حتى في حالة الشق بعرض 100λ يكون 50 µm للضوء الاخضر (الطول الموجي 500 nm):

a	100λ	10λ	5λ	2λ	1λ
θ	0·57°	5·75°	11·5°	30°	90°.

5 - 4 الاطياف

لقد شهد القرن التاسع عشر ايضاً تطوراً عظيماً في علم الاطياف. ففي 1672 بين نيوتن بان الضوء الابيض من الشمس هو خليط من جميع الالوان عندما امرر حزمة ضيقة من ضوء الشمس خلال منشور زجاجي ثلاثي. فكانت الالوان تمتد من الاحمر كألوان القوس قزح المختلفة الى البنفسجي. في سنة 1800 بين هيرشل عندما وضع محراراً خلف اللون الاحمر بان هنالك تأثيراً حرارياً يعود الى نوع من الاشعاع الذي نسميه الان بالاشعة تحت الحمراء. وفي السنة اللاحقة اكتشف ريتر الاشعة فوق البنفسجية وذلك عندما وضع كلوريد الفضة خلف اللون البنفسجي للطيف حيث اصبح اسوداً. وكان هذا قبل اختراع التصوير الفوتوغرافي الذي نعرفه اليوم. ان التجارب التي اجراها يونك للاطوال الموجية في 1802 أوجدت العلاقة بين اللون والطول الموجي. فالطيف المرئي يمتد من الضوء البنفسجي الذي طوله الموجي 400 nm الى الضوء الاحمر الذي طوله الموجي 700 nm. وفي 1814 طور فرانهوفر تجربة يونك مستخدماً عدداً من الشقوق المتوازية منتجاً بذلك اول محززات الحيود التي بواسطتها حصل على قياسات ادق للاطوال الموجبة. وبعد 1859 اعلن كرشهوف بان كل عنصر يشع طيفاً مميزاً خاصاً به، وسوية مع بنسن وضعا اسس التحليل الطيفي الكيمياوي. وبهذه الطريقة اكتشفت عدة عناصر جديدة وكان اكثرها وضوحاً هو عنصر الهيليوم الذي اكتشف بملاحظة الطيف الشمسي في الوقت الذي كان فيه العنصر لايزال غير معروفاً على الارض.

يمكن ان تقسم الاطياف الى ثلاثة انواع تبعاً الى مظهرها أو أصل نشوئها. فالاطياف الخطية تتألف من اطوال موجية منفصلة موزعة على امتداد. الطيف التي هي صفة مميزة للعنصر المعني والتي تظهر في بخاره المستحصل من لهب او قوس او شرارة او بامرار الكهربائية خلال الغاز او البخار تحت ضغط واطىء في انبوبة مفرغة.

تحصل الخطوط نتيجة لانتقالات الطاقة داخل ذرة الغاز أو البخار. وتحصل الاطياف المستمرة من الاجسام الصلبة المتوهجة مثل الفتائل المسخنة في المصابيح او الفوهة الموجبة لقوس او فتحة فرن مسخن. ان توزيع الطاقة في مثل هذه الاطياف يعتمد فقط على درجة حرارة المصدر وانه يوفر معلومات أساسية حول التفاعل بين المادة والطاقة كما سنرى في الفصل القادم. علينا ان نتصور بان الذرات في الجسم الصلب تقع قريبة جدا من بعضها بحيث يسلط بعضها قوى كبيرة على البعض الاخر، مما تؤدى الى عدم امكانيتها بان تبعث الاطوال الموجية لاطيافها المميزة. والنوع الثالث من الاطياف يسمى «بالاطياف النطاقية» التي عند ملاحظتها بمطياف بسيط ذي تشتت قليل يكون لها مظهر محززي مميز الذي يميزها بسهولة عن الاطياف الخطية. واعتيادياً تحصل عدة نطاقات كل منها له حافة حادة تسمى «رأس» تتظلل تدريجياً باتجاه اللون الأحمر أو البنفسجي. و عندما تفحص بمطياف ذات تشتت اكبر، فان كل نطاق يرى وكأنه مركب من عدة خطوط دقيقة تصبح اقرب فأقرب باتجاه رأس النطاق. تحصل مثل هذه الاطياف من الجزيئات التي تكون فيها الخطوط الدقيقة جداً ناشئة بسبب التغيرات التي تحصل في الطاقة

الدورانية للجزيئات بينما يحصل كل نطاق نتيجة التغير في الطاقة الاهتزازية للجزيئة. ان دراسة الاطياف الجزيئية تقع خارج نطاق هذا الكتاب الا اننا سوف نناقش الاطياف المستمرة والخطية بتفصيل اكثر فيما بعد.

5 - 5 النظرية الكهرومغناطيسية

كما رأينا فان تبني النظرية الموجية للضوء يرجع الى النصف الاول من القرن التاسع عشر. وخصائص الضوء المستقطب فرضت بان تكون الامواج الضوئية مستعرضة. وعلى أي حال، فان طبيعة الامواج بقيت غامضة. فافترض في البداية بانها امواج في وسط مرن سمي بالاثير وانه يمتد في كل مكان في الفضاء. وقد لاقت هذه الفكرة صعوبات كبيرة في قبول الخصائص الميكانيكية لهذا النوع من الوسط. وفي هذا الوقت تقريباً استعمل فاراداي فرضية الانابيب الكهربائية للقوة التي تسبب اجهاداً في محيط الوسط ليحصل التجاذب والتنافر للشحنات الكهربائية.

وفي سنة 1864 ربط ماكسويل بين الوسط الكهربائي والاثير في نظريته الكهرومغناطيسية للضوء. وبعد مضي اربع وعشرين سنة تحققت نظريته عملياً من قبل هرتز.

لقد فرض ماكسويل بان عندما يتعرض وسط ما الى اجهاد كهربائي، فان تياراً لحظياً (تيار الازاحة) سيجرى في ذلك الوسط. كما فرض بان لهذا التيار خصائص التيار الاعتيادي لذا فانه سيكون مصحوباً بمجال مغناطيسي لحظي ايضا. وان هذا المجال المغناطيسي المتغير بدوره، ينتج تياراً لحظياً وهكذا تستمر العملية وتتبادل الطاقة بين المجال الكهربائي والمجال المغناطيسي. لقد بين ماكسويل ان الطاقة في الفضاء الحر تنتقل من مكان الى اخر بسرعة الضوء وان تردد الاشعة الكهرومغناطيسية هو نفس التردد للطاقة المتبادلة بين المجال الكهربائي والمغناطيسي وهكذا فان مفهوم الاثير المتذبذب قد استعيض عنه بآخر وهو ان الموجات الضوئية تحتوي على التغيرات الدورية في المجالات الكهربائية والمغناطيسية لها.

يبين الشكل 5 - 5 كيفية انتقال الموجة الكهرومغناطيسية على امتداد المحور السيني على هيئة موجتين جيبيتين تعطيات بالعلاقة: $E_y = E_0 \sin 2\pi ´(ct - x)/\lambda$

و: $B_z = B_0 \sin 2\pi (ct - x)/\lambda$ where E_y and B_z

هما المتجه الكهربائي والمغناطيسي على التوالي في النقطة X لموجة طولها λ تنتقل بسرعة c. وبتفاضل المعادلة الاولى بالنسبة الى x و t نحصل على ان:

$$\frac{d^2E_y}{dt^2} = -\frac{4\pi^2}{\lambda^2} c^2 E_0 \sin 2\pi (ct - x)/\lambda$$

وان:

$$\frac{d^2E_y}{dx^2} = -\frac{4\pi^2}{\lambda^2} E_0 \sin 2\pi (ct - x)/\lambda$$

ومنها نحصل على ان:

$$\frac{d^2E_y}{dt^2} = c^2 \frac{d^2E_y}{dx^2}$$

وبنفس الطريقة نسبة الى الموجة المغناطيسية نحصل على ان:

$$\frac{d^2B_z}{dt^2} = c^2 \frac{d^2B_z}{dx^2}.$$

وهذه هي معادلات تفاضلية تمثل الموجات الكهربائية والمغناطيسية التي تنتقل على امتداد المحور السيني x بسرعة c.

ويمكن للموجة ان تأخذ شكل الجيب او الجيب التمام أو أي مزيج من الاثنين.

ان ماكسويل استعمل كل من قانون فاراداي في الحث (e. m. f) ونظرية أمبير معاً مع فرضية تيار الازاحة واستنتج بان:

$$\frac{d^2E_y}{dt^2}=\frac{1}{\mu_0\epsilon_0}\ \frac{d^2E_y}{dx^2}$$

و:

$$\frac{d^2B_z}{dt^2}=\frac{1}{\mu_0\epsilon_0}\ \frac{d^2B_z}{dx^2}$$

حيث ان ϵ_0 و μ_0 هما على التوالي النفاذية والمجاوزية للفضاء الحر. ومن المعادلات التفاضلية السابقة نحصل على ان:

$$c=\frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}}.$$

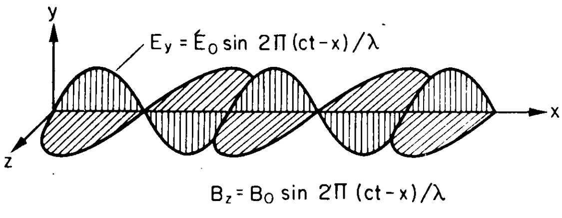
ان قيمتي الثابتين μ_0 و ϵ_0 بوحدات S. I هما:

$$\mu_0=4\pi/10^7 \text{ newton coulomb}^{-2} \text{ second}^2$$
$$4\pi\epsilon_0=1/(9\times10^9) \text{ newton}^{-1} \text{ coulomb}^2 \text{ metre}^{-2}.$$

وعند التعويض عنهما نجد بان:

$$c=\frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}}=\sqrt{\frac{10^7}{4\pi}.4\pi\times9\times10^9}=3\times10^8 \text{ metre second}^{-1}.$$

وهكذ نرى ان c ليست فقط لها قيمة عددية مساوية الى سرعة الضوء في الفضاء الحر وانما ايضاً لها وحدات (المتر \ ثانية) والتي تقابل السرعة. ان اشتقاق سرعة الضوء من ثوابت معينة كلياً بطرق كهربائية يمثل انتصاراً كبيراً للنظرية الكهرومغناطيسية للضوء. كما وتبين انه بالامكان تكوين موجات مشابهة ذات اطوال موجية مختلفة بطرق كهربائية صرفة تنتشر في الفضاء الحر بنفس السرعة.



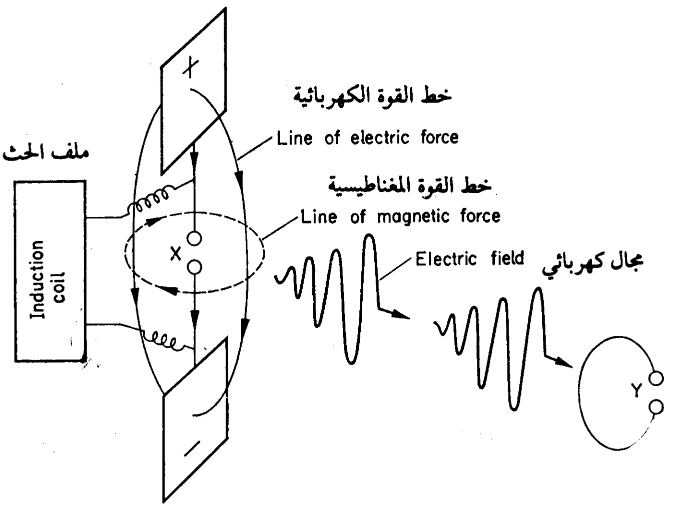
الشكل 5 - 5 موجة كهرومغناطيسية

5 - 6 تجربة هرتز

في سنة 1888 قام هرتز بتجربة رائدة لتوليد موجات كهرومغناطيسية باستعمال ملف حث يربط بين طرفي صفيحتين كما في الشكل 5 - 6. وبواسطة ملف الحث سلط فرق جهد بدرجة كافية على طرفي الفتحة x فحدثت شرارات عبر الفتحة نتيجة لتأين الهواء فيها. وتفرغت الصفيحتان عبر مسار التوصيل وبطريقة تذبذبية وبتردد تبعاً لقيمة المتسعة والرادة الحثية للملف في الدائرة الكهربائية. وكان التردد عالياً حوالي 10^9 Hz أو 1 GHz وبطول موجي 0.3 m.

لقد كشف هرتز عن هذه الموجات بواسطة الحلقة Y وعلى مسافة قريبة. وتم ضبط طول هذه الحلقة

بحيث اصبحت التيارات المحتثة فيها من قبل الموجات في حالة رنين. وتم كشف الموجات من الشرارة الحاصلة بين كرتي الحلقة عندما كان الجهد عالياً في الدائرة الكهربائية بما فيه الكفاية. ان المجالين الكهربائي والمغناطيسي يكونان متعامدين فيما بينهما حيث ان الصفيحة العليا تحمل شحنة موجبة والصفيحة السفلى شحنة سالبة، لذا فان خطوط المجال الكهربائي تخرج من الصفيحة العليا نحو الصفيحة السفلى. وعندما يسري التيار الكهربائي سيكون هنالك مجال مغناطيسي على دوائر حول مسار التيار الكهربائي. وهكذا نرى كيف ان المجال الكهربائي والمجال المغناطيسي يكونان متعامدين.

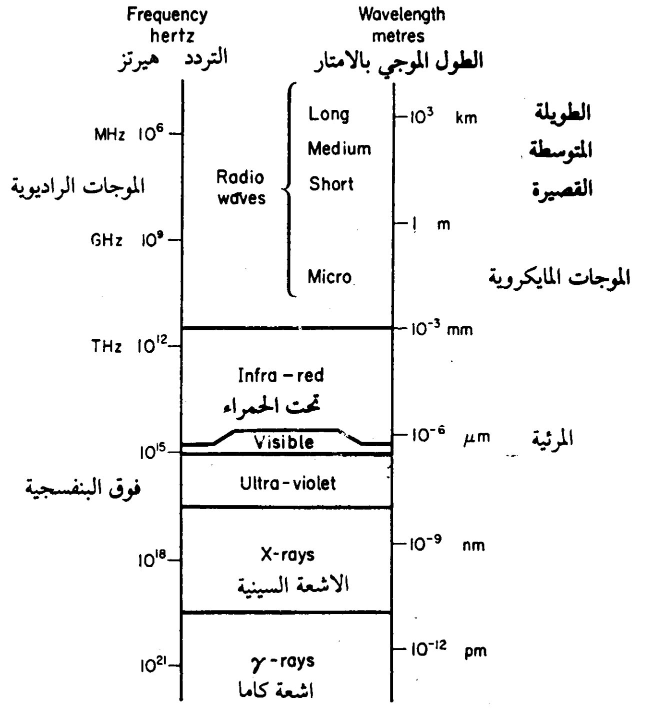


الشكل 5 - 6 تجربة هرتز

5 - 7 الطيف الكهرومغناطيسي

لقد بين هرتز ان هذه الامواج تمتلك نفس سرعة الضوء ولكنها تختلف فقط في الطول الموجي والتردد. وبينت الادلة التجريبية بان مديات الاطوال الموجية والتردد للموجات الكهرومغناطيسية واسعة جداً.

وان لمثل هذه الموجات خصائص مختلفة تبعاً لطولها الموجي. يبين الشكل 5 - 7 بان منطقة الموجات الضوئية تحتل جزءاً محدوداً جداً من الطيف الكهرومغناطيسي الكلي الذي يمتد نحو الاعلى ماراً بالموجات تحت الحمراء الى الموجات الراديوية والتي تمتلك اطوال موجية لعدة الاف من الامتار. اما نحو الاسفل فان الطيف الكهرومغناطيسي يمتد الى الاطوال الموجية الأقصر الى الموجات فوق البنفسجية والى الاشعة السينية واشعة كاما التي سوف نتحدث الكثير عنها في فصول قادمة. وهنا تجدر الاشارة بان واقع المناطق المختلفة للطيف ليس كما هو محدد في الشكل 5 - 7 وذلك لوجود مناطق تداخل متعددة.



الشكل 5 - 7
الطيف الكهرومغناطيسي

مسائل

(المسألة المؤشرة بنجمة قد تم حلها بصورة كاملة في نهاية الفصل)

5 - 1 صف نوع الحركة الممثلة بمعادلة من الشكل $y = y_0 \sin 2\pi (t/T - x/\lambda)$ where x, y عندما يكون x و y هما الاحداثيان الكارتيزيان و T هو الزمن. عين الثوابت y_0, T و λ.

5 - 2 وضح كيف ان سلسلتين موجيتين متشابهتين تنتقلان باتجاهين متعاكسين يمكن ان تعطيا امواجاً مستقرة.

5 - 3 بين كيف ان قانون انعكاس الضوء في مرآة مستوية يمكن ان يشتق من النظرية الموجية للضوء.

5 - 4 افرض بان معامل الانكسار هو النسبة بين سرعة الضوء في الفراغ الى سرعته في وسط معين، واستعمل النظرية الموجية لتشتق علاقة لمعامل الانكسار بدلالة زوايا السقوط والانكسار.

5 - 5 استعمل النظرية الموجية للضوء لتبرهن على ان نصف قطر التكور لمرآة كروية يكون ضعف بعدها البؤري.

5 - 6 استعمل النظرية الموجية لتشتق علاقة للبعد البؤري لعدسة رقيقة بدلالة معامل الانكسار وانصاف اقطار التكور لسطحيها. .

5 - 7 شق منفرد، اضيء بضوء الصوديوم الذي طوله الموجي 600 nm ونظر اليه من مسافة 5m خلال زوج من الشقوق المتوازية الدقيقة المنفصلين بمقدار 0.1 mm واللذين كانا قريبين من العين. احسب المسافة بين الاهداب كما تظهر على مسطرة مترية تقع في نفس المستوى الذي يقع فيه الشق المنفرد. الجواب: (30 mm)

8.5: حزمة متوازية من الضوء صادرة من قوس زئبقي طولها الموجي 546.1nm يسقط عموديا على شقين دقيقين تفصلهما 0.5mm. احسب الفاصل الخطي لاهداب التداخل على مسافة 2m خلف الشقين. الجواب (2.18 mm).

5 - 9 شوهدت عشرة اهداب في مسافة 3.2 mm على بعد 0.5 m من شق مزدوج مضاء بحزمة متوازية من ضوء احادي اللون. احسب الطول الموجي للضوء المستعمل اذا كان الشقان منفصلين بمقدار 1.0 mm. الجواب: (640 nm)

5* - 10 آلة تصوير تحتوي على ثقب صغير. احسب قطر هذا الثقب للحصول على صورة واضحة المعالم لجسم موضوع في اللانهاية. الجواب: ($\sqrt{2\lambda d}$) حيث d هي المسافة من الثقب الى الحاجز.

5 - 11 ماهي الترددات (a) لموجة راديوية طولها 100 m (b) لموجة مايكروية طولها 10 mm (c) لموجة ضوئية طولها 600 nm (d) لموجة اشعة سينية طولها (0.6nm).

الجواب: (3×10^{6}, 3×10^{10}, 5×10^{14}, 5×10^{17} hertz)

5 - 12 سطح مستو مقسم الى وسطين لهما معاملا انكسار مختلفان.
بين ان المسار الذي يتبعه شعاع ضوئي من نقطة معينة في احد الوسطين الى نقطة اخرى في الوسط الاخر يأخذ الوقت الاقل. (ان هذا يعرف بمبدأ فيرمات)

حل لمسألة

5 - 10 بدون حيود، فان جسماً صغيراً على شكل نقطة مثل نجمة سوف ينتج عنه بقعة صغيرة متميزة من الضوء على الحاجز قطرها يساوي قطر الثقب (a). والحيود يسبب انتشاراً زاوياً للضوء حول تلك البقعة الصغيرة المتميزة المذكورة اعلاه مساوياً الى λ / a. فاذا كان d المسافة بين الحاجز والثقب فان الانتشار الخطي للضوء حول البقعة الصغيرة المتميزة الاصلية يكون d = λ / a. وان العرض الكلي D لبقعة الضوء الصغيرة لذلك يكون:

$$D = a + \frac{2\lambda d}{a}.$$

وان القيمة الصغرى لـ D تعطى بالعلاقة:

$$\frac{dD}{da} = 1 - \frac{2\lambda d}{a^2} = 0$$

ومنها نحصل على ان:

$$a = \sqrt{2\lambda d}.$$

الفصل 6

النظرية الكمية

6 - 1 الطيف المستمر

لقد نشأت النظرية الكمية منذ اللحظات الاولى من المحاولات لتفسير الطاقة للطيف المستمر لجسم متوهج. فعندما تسخن قطعة من المعدن الى درجة التوهج فانها اولاً تصبح حمراء في حوالي $850\ K^{\circ}$. وعندما ترتفع درجة الحرارة اكثر فانها تصبح صفراء ومن ثم بيضاء في درجة حرارية حوالي $3000\ K^{\circ}$، وعندها يكون جميع الطيف المرئي مشعاً. ان الاستقصاء التجريبي للتوزيع الطاقي في مختلف درجات الحرارة يعطي منحنيات بالهيئة المبينة في الشكل 6 - 1.

وانه واضح عندما ترتفع درجة الحرارة، فان الطاقة تزداد وان الطول الموجي للطاقة القصوى λ_{max} يتحرك الى منطقة الاطوال الموجية الاقصر. ويظهر من تحليل المنحنيات بان $\lambda_{max} T = Constant$. ويمكن اشتقاق هذه العلاقة من الاعتبارات الثرموداينميكية للفيزياء الكلاسيكية وتعرف بقانون ازاحة واين.

لقد بين واين ان شكل المنحني يمكن ان يمثل تجريبياً بالعلاقة $E_\lambda = C_1 \lambda^{-5} \ \exp - C_2/\lambda T$ حيث ان c_1 و c_2 هما ثابتان. ان هذه العلاقة هي باتفاق قريب جداً مع التجربة للقيم الصغيرة لـ T في الطيف المرئي المقابل للدرجات الحرارية لغاية $2000\ K^{\circ}$ ولكنها تنحرف للقيم الكبيرة لـ λT.

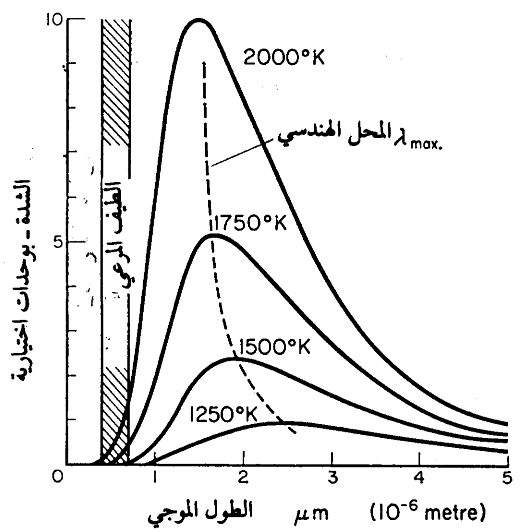
وعندما حاول رايلي وجينز ان يشتقا علاقة من هذا النوع باستعمال مفاهيم الفيزياء الكلاسيكية وعلى الاخص قانون التقسيم المتساوي للطاقة الموصوف في الفصل الاول. فحصلا على $E_\lambda = 8\pi k \lambda^{-5} (\lambda T)$ حيث ان $k = R / N_A$ هو ثابت بولتزمان وان R و N_A على التوالي ثابت الغازات لمول واحد وعدد أفوكادرو. ولو ان هذه اعطت اتفاقاً لقيم كبيرة جداً من λT لكنها فشلت ان تعطي منحنيات مشابهة لتلك التي وجدت تجريبياً. وانها تنبأت بان الاشعاع الكلي من جسم في درجة حرارة معينة يجب ان يكون لانهائياً، لانه عندما $\lambda \rightarrow 0$ فان $E \rightarrow \infty$. وهكذا كانت الفيزياء الكلاسيكية غير قادرة ان تفسر حقائق الاشعاع الحراري.

6 - 2 نظرية بلانك الكمية

في سنة 1901 قدم بلانك نظرية ناجحة للاشعاع وذلك بعمل فرضية مبدعة فيما يخص الطريقة التي ينبعث بها الاشعاع أو يمتص من الذرات. لقد افترض بان الطاقة E يمكن فقط ان تنبعث أو تمتص كأشعاع بتردد ν في مضاعفات صحيحة لـ n، أي ان $E = nh\nu$ حيث h كان ثابتاً، ومعروف الان بثابت بلانك الذي حصل على قيمة له مقدارها 6.53×10^{-34} جول. ثانية. وبذا ظهر بان الطاقة ايضاً يمكن اعتبارها على انها تمتلك طبيعة ذرية. وان الطاقة لكل ذرة تساوي $h\nu$ وتعرف هذه بالاكمام (كوانتا) لقد قادت هذه الفرضية الى استنباط العلاقة:

$$E_\lambda = 8\pi hc \lambda^{-5} / \left[\exp\ (ch/k\lambda T) - 1\right]$$

لتوزيع الطاقة التي تتفق الى حد كبير مع المنحنيات التجريبية كما وتظهر تقارباً مع علاقات واين ورايلي ـ جينز للقيم الصغيرة والكبيرة لـ λT. في هذه العلاقة c هي سرعة الضوء و k هو ثابت بولتزمان. وفي البداية وجد بلانك ومعاصروه قبول هذه الفكرة للانبعاث المتقطع للطاقة أمر صعب جداً ولكن سرعان ما اصبحت هذه الفكرة التفسير الوحيد لعدة ظواهر فيزياوية اخرى واصبحت بعدئذ أساساً للفيزياء الذرية الحديثة.



الشكل 6 - 1 التوزيع الطاقي لطيف جسم صلب متوهج في درجات حرارية مختلفة.

قبل الانتقال الى دراسة النظرية الكمية انه من المفيد ان نعلم كيف ان هذه الفرضية قد عالجت الصيغة العامة لتوزيع الطاقة. ففي الجسم الصلب تكون الذرات احداهـا ثابتـة بالنسبـة للاخـرى وتستطيع التذبذب حول موقع وسطي فقط. ان الطاقة الحرارية للجسم سوف تتوزع بين الذرات كطاقة حركية وكامنة، بنفس الطريقة تقريباً كما افترضنا في مناقشتنا في النظرية الحركية للغازات.

ليست جميع الذرات سيكون لها نفس الطاقة، لكن معدل الطاقة الحركية يعتمد على درجة الحرارة. وسيكون قليل من الذرات لها طاقات اكبر بكثير من المعدل بينما طاقات الذرات الاخرى ستكون اصغر بكثير جداً من المعدل. ففي الترددات الواطئة يكون كم الطاقة صغير وتكون عملية الاشعاع مقاربة جداً للعملية المستمرة التي تعالجها الفيزياء الكلاسيكية. انه ولهذا السبب كان باستطاعة رايلي وجينز ان يتنبأ بنجاح توزيع الطاقة للقيم الكبيرة لـ λT. وكلما اقتربنا من الترددات العالية كلما ازداد الكم $h\nu$ حتى يتعدى معدل الطاقة للذرة في الجسم الصلب. وبعد هذه القيمة سيكون عدداً اقل واقل من الذرات التي لها طاقة كافية لتشع الكم الضروري $h\nu$. وهكذا فان كمية الطاقة ترتفع الى القيمة العظمى وتهبط ثانية كلما اقتربنا من ترددات اعلى واعلى.

وبالاضافة لذلك، كلما ارتفعت درجة حرارة الجسم، فان معدل الطاقـة الحركيـة للذرات ترتفـع وتكون هذه الطاقة مقابلة الى كم $h\nu$ اكبر وتردد اكبر. وفي درجات الحرارة الاعلى سيكون هناك احتمال اعظم لتحصل الذرة على طاقة كافية لتشع كم كبير من الطاقة $h\nu$. وهكذا يمكننا ان نرى بصورة عامة كيف ان ارتفاع درجة حرارة الجسم يسبب اشعاعاً اعظم ينحرف تردداته نحو منطقة التردد الاعلى أي نحو الطول الموجي الاقصر.

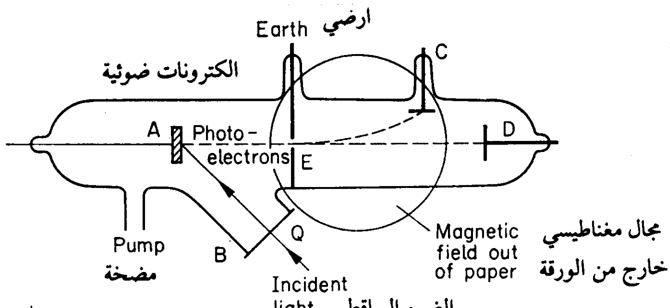
6 - 3 التأثير الكهروضوئي

ان التأثير الكهروضوئي الذي يوفر واحد من أهم الاثباتات المدهشة للنظرية الكمية قد اكتشف من قبل هرتز في 1887. فقد بين انه عندما تضاء فرجة الشرارة بالضوء فوق البنفسجي فان الكهربائية يمكن ان تتفرغ عبرها بسهولة اكثر. وفي السنة اللاحقة بين هولواش ان الضوء فوق البنفسجي الساقط على سطح الزنك المشحون بشحنة سالبة قد تسبب في تسرب الشحنة السالبة. وعندما، شحن سطح الزنك بشحنة موجبة فانه لم يحصل تسرب وهذا يتضمن بان الشحنة السالبة تستطيع الهروب من سطح معزول ولكن الشحنة الموجبة غير قادرة على ذلك. واخيراً تبين بان الشحنة السالبة كانت محمولة من قبل الالكترونات التي استطاعت ان تهرب من السطح بينما لم تكن هناك ميكانيكية مقابلة للشحنة الموجبة.

في 1899، من قياسات (e / m) لناقلات الشحنة السالبة، اثبت لينارد انها كانت الكترونات. وفي هذه التجربة يدخل الضوء فوق البنفسجي من نافذة الكوارتز Q (الشكل 6 - 2) ويسقط على سطح المعدن النظيف عند A. وتعمل الالكترونات الهاربة من A الى E بتسليط جهد كبير V، وبذلك تحصل الالكترونات على سرعة v بموجب العلاقة $Ve=\frac{1}{2}mv^2$ حيث ان e شحنة الالكترون و m كتلته. وخلال الثقب الصغير الموجود في الصفيحة E حزمة من الالكترونات الى الالكترود D. وان المجال المغناطيسي المنتظم B والعمودي على مستوى الورقة (الشكل 6 - 2) يسبب انحرافاً في مسار حزمة الالكترونات وتوجه نحو القطب الآخر c بعد تنظيم السرعة أو المجال المغناطيسي. وبمعرفة نصف قطر مسار الالكترون من هندسة الجهاز تم الحصول على العلاقة $Bev=mv^2/R.$ ومن هذه المعادلات حصلت على ان:

$$e/m=2V/B^2R^2 \text{ and } v=2V/BR.$$

وفي هذه التجربة اهملت السرعة الابتدائية التي هربت بها الالكترونات من سطح المعدن، وذلك لكونها قليلة مقارنة بالسرعة التي حصلت عليها الالكترونات في المجال الكهربائي بين A و E. وقد استقصى لينارد السرعة التي انبعثت بها الالكترونات من A وذلك بجعل A موجباًبالنسبةالىE الذي كان جهده صفراً. وقد قاس الجهد V_0 المطلوب لاعادة جميع الالكترونات الهاربة للمعدن A بحيث كانت $V_0e=(1/2)mv_0^2$ عندما كانت v_0 السرعة القصوى التي هربت بها الالكترونات من المعدن.



الشكل 6 - 2 جهاز لينارد

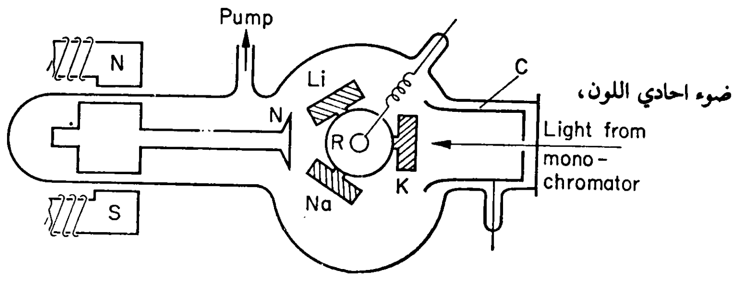
لقد قادت تجارب لينارد لأكثر الاكتشافات أهمية. فقد وجدت بان السرعة v_0 أي الطاقة القصوى للالكترونات الهاربة لاتعتمد على شدة حزمة الضوء الساقطة كما لو كان مفترضاً من الفيزياء الكلاسيكية والنظرية الكهرومغناطيسية للضوء. كما وان سرعة الالكترون تتحدد كلياً بتردد الضوء حيث تزداد السرعة مع التردد وطبيعة سطح المعدن المضاء. وان الشدة فقط تؤثر على عدد الالكترونات الهاربة كما يتوضح من التيار عبر الانبوب ولكن ليس من طاقة الالكترونات.

6 - 4 معادلة آينشتاين

ان التفسير لمشاهدات لينارد قد اعطي من قبل آينشتاين في 1905 وذلك باستعمال النظرية الكمية للاشعاع التي قدمها بلانك قبل بضع سنوات. لقد اعطت تأكيدا جديدا للطبيعة الاساسية لافتراضات بلانك في النظرية الكمية. كانت لاعمال لينارد اهمية اساسية في النظرية الكمية لذا فانها اعيدت بعدئذ واكدت من قبل مليكان الذي ادخل تحسينات جوهرية فيها. وباستعمال الفكرة بان الطاقة المنبعثة هي ذرية بطبيعتها ومؤلفة من الفوتونات والاكمام بتردد ν وطاقة $h\nu$. فقد افترض اينشتاين بانه يمكن لطاقة الكم ان تنتقل كلياً الى الكترون واحد في معدن. وان هذه الطاقة تمكن الالكترون ان يهرب من المعدن، ولكن عند حصول ذلك تستعمل كمية معينة من الطاقة W لجلب الالكترون الى السطح، حيث ان W يعرف الان بدالة الشغل للمعدن. وان الطاقة المتبقية ستنتقل الى الالكترون فتكسبه طاقة حركية كما في المعادلة $h\nu = w + (1/2)mv^2$. ويتضح من هذه العلاقة بان طاقة الالكترون تزداد بازدياد تردد الضوء الساقط على سطح المعدن.

وبعد ذلك ففي 1916، استعمل مليكان المعادن القلوية، الليثيوم والصوديوم والبوتاسيوم التي أبدت للعيان تأثيراً كهروضوئيا بصورة شديدة جداً للضوء المرئي وفوق البنفسجي ايضاً وهكذا فقد كان باستطاعته ان يبحث العلاقة اعلاه تحت ظروف أوسع بكثير من العمل السابق. وقد امكن الحصول على نتائج موثوق بها في حالة السطوح المعدنية النظيفة، وان مليكان، بتصميمه العبقري لجهازه، قد استطاع ان يقطع السطوح النظيفة في الفراغ.

لقد أمرر الضوء من مصدر زئبقي خلال المطياف الذي ابدلت فيه العدسة العينية لتلسكوبه بشق ثان بحيث اصبح يسمح بمرور الضوء بتردد معين خلال نافذة الكوارتز ويدخل الحجرة المفرغة (الشكل 6 - 3).



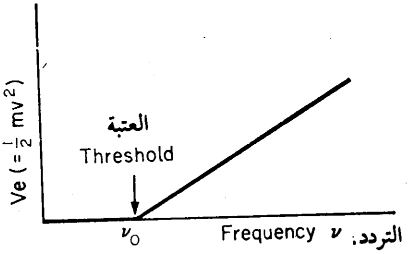
الشكل 6 - 3 تجربة مليكان الكهروضوئية

استعملت مكونات الكوارتز لملاحظة الاطوال الموجية التي أقل من 300 nm (اكثر من 10^{15} Hz). يسمح بسقوط الضوء على سطح معدني مستحضر لتوه. لقد ربطت القطع المعدنية الرقيقة بالاسطوانة R وقطعت بالسكينة N.

ان التدوير بزاوية 180^0 حول R يمكن لأي سطح لهذه القطع ان يصبح في موقع لاستلام الضوء. وتتجمع الالكترونات على الاسطوانة c ويتم الكشف عنها بواسطة الكتروسكوب حساس. ثم يسلط جهداً موجباً على سطح المعدن بالنسبة للاسطوانة c. وينظم هذا الجهد الى ان يتوقف هروب الالكترونات من سطح المعدن. لذا فان السرعة القصوى v التي تهرب بها الالكترونات ذات الشحنة e من السطح تعطى بالعلاقة $Ve = \frac{1}{2}mv^2$ حيث V هو «الجهد الموّقف».

ويمكن ايجاد الطاقة القصوى $(1/2)mv^2$ للالكترونات الهاربة لمدى من الترددات ν حيث تكون العلاقة البيانية بينهما خطاً مستقيماً كما في الشكل 6 - 4. ان معادلة هذا الخط تمثل بالعلاقة

$h\nu = h\nu_0 + \frac{1}{2}mv^2$ حيث ان ν_0 عرف بانه «تردد العتبة». وبمقارنة هذه العلاقة مع معادلة اينشتاين للتأثير الكهروضوئي نجد بان جهد الشغل هو $W = h\nu_0$، وان ميل الخط المستقيم يساوي ثابت بلانك h. لقد اعطت هذه الطريقة واحداً من اكثر الطرق وثوقاً لتعيين هذا الثابت الاساسي. كانت القيمة المستحصلة للثابت h هي 6.58×10^{-34} Joule. Sec التي اكدت على صحة القيمة المستحصلة من قبل بلانك من توزيع الطاقة في الطيف المستمر لجسم اسود والتي كانت 6.53×10^{-34} Joule. Sec.



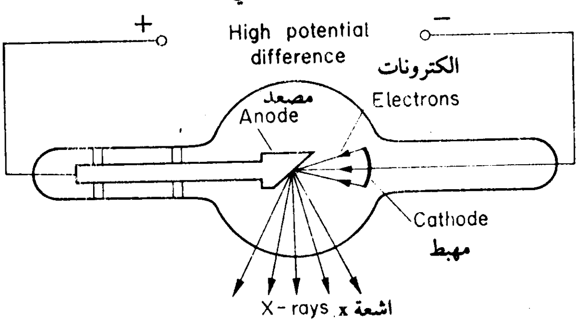
الشكل 6 - 4 طاقات الالكترونات الضوئية.

6 - 5 اكتشاف الاشعة السينية

في 1895 لاحظ رونتكن تفلور - بلورات سيانيد - بلاتينو الباريوم على مسافة قريبة من انبوبة الاشعة الكاثودية. ولو ان شدة التفلور قد قلت عند وضع مواد مختلفة بين البلورات والانبوب، الا انها لم تنقطع كلياً. وهذا جعله يفترض بان حدوث هذه الظاهرة يرجع الى انبعاث اشعاعات نفاذة جداً من انبوب الاشعة الكاثودية. وقد سماها باشعة x (الاشعة السينية) حيث ان x يشير الى انها غير معروفة.

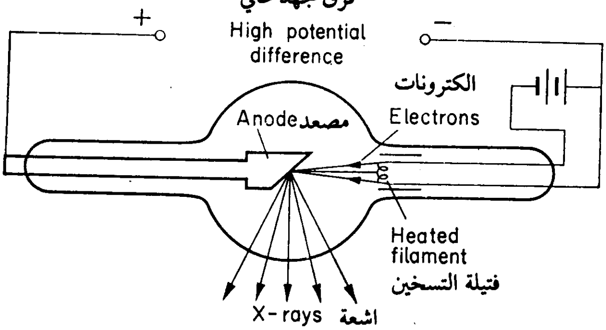
لقد وجد بان الاشعة السينية تتولد عندما تصطدم الالكترونات السريعة الحركة بالهدف. وفي انابيب الاشعة السينية الأولى حصلت الالكترونات بقصف الايونات الموجبة للكاثود كما في انبوب التفريغ البسيط (الشكل 6 - 5). وتعجّل الالكترونات بفرق جهد بين الكاثود والهدف الذي يمكن ان يكون الانود ايضا. والكاثود يكون مقعراً كي تسقط الالكترونات على مساحة محدودة جداً من الهدف.

وهكذا فان الاشعة السينية المتولدة من مصدر نقطي يمكن للظلالات المحددة جيداً للاجسام المعتمة بان تصور او تلاحظ على شاشة متفلورة. وقد توصل كوليدج في 1913 الى تطوير مهم عندما ولّد عدداً اكبر من الالكترونات من فتيلة مسخنة (الشكل 6 - 6) وحصل على شدة من الاشعة السينية اكبر بكثير من التي كانت ممكنة سابقاً مع الكاثود البارد. وغالباً تستعمل فروقات جهد لغاية 100 kV بين الكاثود والهدف في منظومات الاشعة السينية لدراسة التركيب البلوري. واضافة الى قدرتها الفائقة على الاختراق



الشكل 6 - 5 الانبوب القديم للاشعة السينية

وجد ان الاشعة السينية تسوّد الالواح الفوتوغرافية، لذا يمكن من التقاط الصور الفوتوغرافية بالاشعة السينية كما وانها تؤين الغاز عند المرور خلاله ولاتنعكس أو تنكسر بنفس المقدار كما هو الحال في الموجات الضوئية الاعتيادية. ومثل الاشعة فوق البنفسجية فان الاشعة السينية تحدث حروقاً جلدية ايضاً بسبب التأين، ونظراً لقابليتها الفائقة على الاختراق فيمكنها ان تسبب التلف على عمق اكبر بكثير كما يحصل اثناء المعالجة بالاشعة السينية العميقة. وانها لاتتأثر بالمجالات الكهربائية أو المغناطيسية ولذلك فهي لاتحمل شحنة كهربائية.

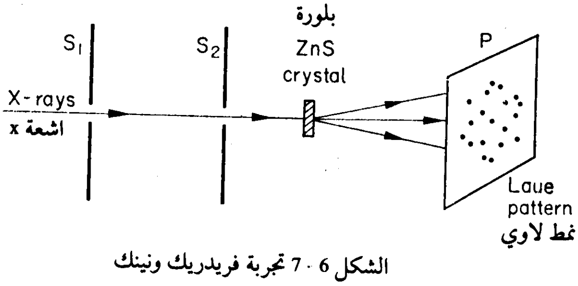


الشكل 6 - 6 انبوب كوليدج للاشعة السينية

6 - 6 انكسار الاشعة السينية

في بادىء الامر كان هناك تكهنات لابأس بها حول طبيعة الاشعة السينية. فالبعض اصر على انها جسيمات ذات سرعة عالية جدا مثل الاشعة الكاثودية لكنها غير مشحونة بينما البعض الآخر افترضوا انها موجات كهرومغناطيسية ذات تردد عال جدا. وقد اجريت تجربة حاسمة من قبل فريدريك ونبنك باقتراح من فون لاوي في 1912. فاذا كانت هذه موجات ذات طول موجي قصير جدا فان محزز الحيود الاعتيادي الذي فيه 600 خط في المليمتر الواحد سوف لن ينتج أي تأثير مرئي. ويكون الحيود ممكنا فقط اذا كان الفاصل بين الخطوط يقارن مع الطول الموجي للاشعاع. واقترح فون لاوي بان الترتيب المنتظم للذرات في بلورة يمكن ان يوفر محزز حيود بمسافات صغيرة كافية بحدود 0.1 nm.

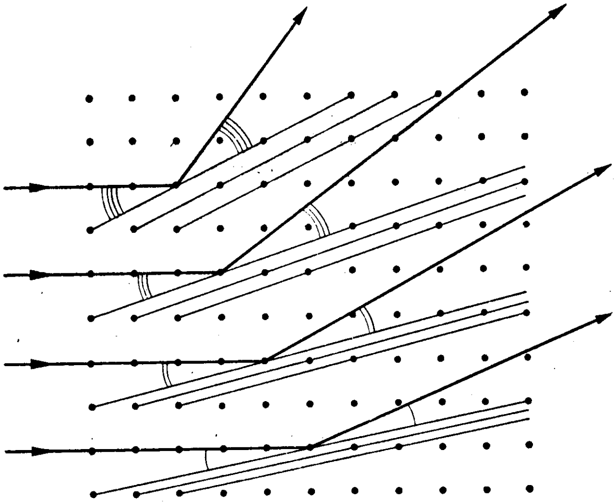
ففي تجربة فريدريك ونبنك حددت الاشعة السينية بحزمة ضيقة وذلك بامرارها خلال فتحتين صغيرتين في حاجزين من الرصاص S_1 و S_2 (الشكل 6 - 7). ومن ثم سقطت الاشعة السينية على بلورة من كبريتيد الزنك التي وضع خلفها صفيحة فوتوغرافية p. وبعد تظهير الصورة لوحظ نمط الحيود الذي



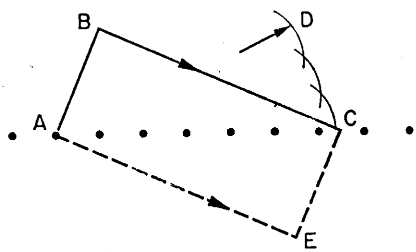
الشكل 6 - 7 تجربة فريدريك ونبنك

يعرف الآن بنمط لاوي، مشيراً الى ان الاشعة السينية ذات طبيعة موجية وان طولها الموجي هو بنفس المقدار مثل المسافة الفاصلة بين المستويات الذرية في بلورة كبريتيد الزنك (أي حوالي 0.1 nm). ان كل

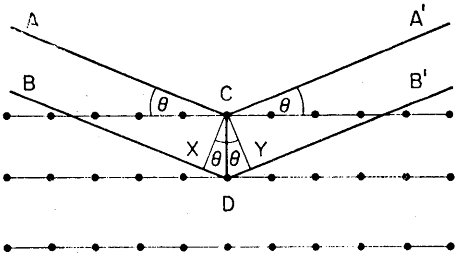
نقطة في نمط لاوي تحصل بسبب انعكاس الاشعة السينية بطول موجي معين من واحد من عدة مستويات تقع في البلورة كما مبين في الشكل 6 - 8.



الشكل 6 - 8 انعكاس الاشعة السينية من المستويات المختلفة للبلورة



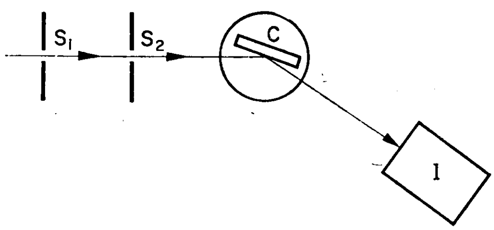
الشكل 6 - 9 الانعكاس من سطح منفرد



الشكل 6 - 10 الانعكاس من مستويات بلورية متعاقبة

ان شرط الانعكاس ليس بسيطاً كما يقترح المخطط السابق. ولو اعتبرنا اولا جبهة موجة مستوية AB (الشكل 6 - 9) تسقط على المستوي AC الذي يحتوي على ذرات كما موضح. فان كل ذرة سوف تشتت بعض الاشعة السينية من AB وتعمل كل منها كمركز لمويجات ثانوية. ومن مبدأ هايكنز سوف تتكون جبهة موجة جديدة CD التي هي عبارة عن الغلاف للمويجات الثانوية وتقابل هذه الحالة الانعكاس

الضوئي الاعتيادي الذي تكون فيه زاوية السقوط مساوية لزاوية الانعكاس وغير معتمدة على الطول الموجي او المسافة بين الذرات في المستوي. وبالاضافة الى ذلك، فان معظم الطاقة تمر على استقامتها دون انحراف مكونة جبهة موجة جديدة في CE، وجبهة موجة منعكسة في CD ايضاً. وعندما نأخذ مجموعة من هذه المستويات المتوازية ذات الفواصل البينية المتساوية مثلاً d، سوف يكون الانعكاس ممكناً ولكنها ضمن زوايا معينة تعطى بمعادلة براك، كما موضح ادناه. ولو اعتبرنا بان شعاعين AC و BD يسقطان على مستويين متعاقبين (الشكل 6 - 10). وتبعاً لمبدأ هايكنز فانهما تنعكسان مثل CA′ و DB′ بحيث ان زوايا السقوط والانعكاس تكون متساوية. ويتطلب هذا شرط آخر وهو ان الشعاعين CA′ و DB′ يكونان بنفس الطور, وكما موضح في الشكل فان جبهة الموجة الساقطة هي CX وجبهة الموجة المنعكسة هي CY. والشعاعان سيكونان بطور واحد عندما تكون المسافة XDY مساوية الى عدد صحيح m من الطول الموجي λ. أي ان $XD + DY = m\lambda$ ولما كان $XD = DY$، يكون $2d \sin \theta = m\lambda$، وتعرف هذه المعادلة بمعادلة براك. ان شرط براك مع قانون الانعكاس معاً يحددان عدد الاتجاهات التي يمكن ان تخرج فيها حزمة من الاشعة السينية من البلورة وبذا يحصل نمط لاوي الموصوف سابقاً.



الشكل 6 - 11 مطياف براك للاشعة السينية

6 - 7 الاطوال الموجية للاشعة السينية

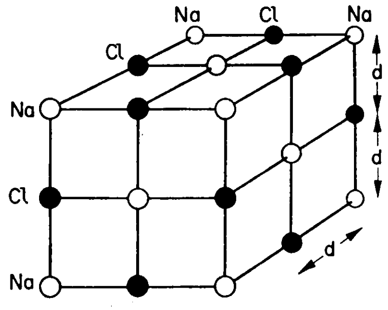
نظراً لصعوبة تفسير انماط لاوي، ركب براك مطيافاً للاشعة السينية واستعمل بلورة الملح الصخري كمحزز انعكاس لايجاد الاطوال الموجية للاشعة السينية من المعادلة السابقة. وكان عمل الشقين الرصاصيين S_1 و S_2 (الشكل 6 - 11) هو حصر الاشعة السينية بحزمة ضيقة واسقاطها على البلورة C في مركز منضدة المطياف. وتم كشف الحزمة المنعكسة بقابليتها على تأين الغاز في حجرة التأين I. يمكن لحجرة التأين ان تدور خلال ضعفي زاوية تدوير المنضدة حيث تكون دائماً في موضع بحيث يمكن استقبال حزمة الاشعة السينية المنعكسة من البلورة. وبمعرفة الزاوية التي انعكس فيها طول موجي معين يمكن ايجاد الطول الموجي من معادلة براك بشرط ان يكون d الفاصل بين المستويات الذرية في البلورة معلوماً.

في بلورة الملح الصخري تكون ايونات الصوديوم والكلورين موزعة على مكعبات كما مبين في الشكل 6 - 12. ولو اعتبرنا طول ضلع كل مكعب من المكعبات الثمانية هو d كما في المخطط المبين، سيكون لدينا في كل مكعب اربعة ايونات صوديوم. ولكن لما كان كل أيون يشترك في ثمان وحدات مكعبة، لذا فان كل مكعب يحتوي على نصف أيون الصوديوم فقط، وبالمثل يحتوي على نصف أيون الكلورين فقط. ولذلك يمكن ان نعتبر بان هنالك نصف جزيئة من كلوريد الصوديوم مع كل وحدة مكعب. من المعلوم ان حجم المول هو M / ρ حيث M هو الوزن الجزيئي و ρ هي كثافة كلوريد الصوديوم. لذا فان الحجم المصاحب لنصف جزيئة هو $M / (2N_A\rho)$ حيث N_A هو عدد افوكادرو. ولما كان هذا هو حجم وحدة المكعب لذا يمكننا ان نكتب بان $d^3 = M / (2 N_A \rho)$، ومنها يمكن ايجاد d الذي هو فاصل المحزز.

ولذلك ففي حالة كلوريد الصوديوم نحصل على ان :

$$d=\sqrt[3]{\frac{58\times10^{-3}}{2{\cdot}16\times10^{3}\times2\times6\times10^{23}}}=2{\cdot}81\times10^{-10}\text{ m or }0{\cdot}28\text{ nm.}$$

وهكذا يمكن بسهولة ايجاد الاطوال الموجية للاشعة السينية التي تكون حوالي 0.1 nm (10^{-10} m) باستعمال علاقة براك $m\lambda = 2d\sin\theta$



الشكل 6 - 12 الايونات في وحدة الخلية من الملح الصخري

6 - 8 الطيف المستمر للاشعة السينية

وبمثل هذا الجهاز امكن قياس الاطوال الموجية في الطيف من هدف في انبوبة الاشعة السينية. فلقد وجد انها تتكون من طيف مستمر أو إشعاع أبيض مع طيف خطي مميز للعنصر المستعمل كهدف. وفي هذه المرحلة سوف نركز انتباهنا الى الطيف المستمر. لقد وجد بان التوزيع الطاقي للطيف المستمر يعتمد فقط على فرق الجهد عبر انبوبة الاشعة السينية وليس على مادة الهدف.

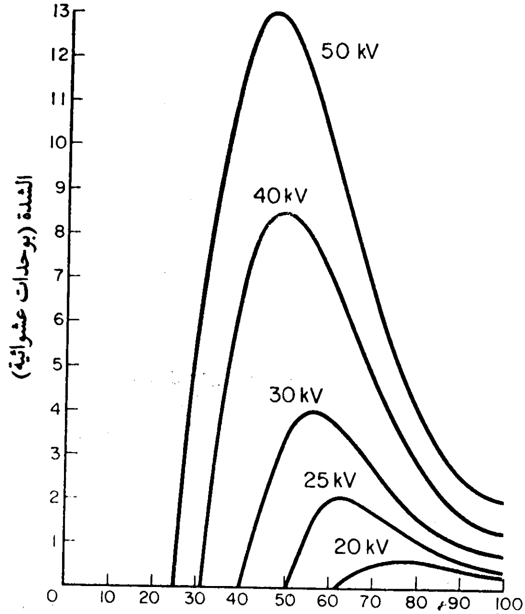
يبين الشكل 6 - 13 زيادة طاقة الطيف كلما ازداد فرق الجهد كما وان الطاقة العظمى تتحرك نحو منطقة الاطوال الموجية الاقصر. ان من مميزات هذا البياني هو لكل فرق جهد حد ادنى متميز من الاطوال الموجية، وكلما ازداد فرق الجهد كلما قل الحد الادنى للطول الموجي. وظهر بان حد الطول الموجي لايعتمد على المعدن المستعمل كهدف في انبوبة الأشعة السينية. وبدلالة التردد يكون التردد الاعظم ν_{max} قد ارتفع كلما ازداد فرق الجهد V وقد اظهرت هذه التجربة بان فرق الجهد V يتناسب مع ν_{max} أي ان $V\alpha\,\nu_{max}$. كما وان طاقة الالكترون Ve المصطدم بالهدف تتناسب ايضاً مع التردد. ولذلك تكون النسبة Ve/ν_{max} ثابتة، وان ثابت بلانك h هو الذي يربط بين التردد والطاقة. وبإعادة كتابة المعادلة:

$$\tfrac{1}{2}mv^2_{max}=Ve=h\nu_{max}$$

وتعد هذه المعادلة طريقة اخرى لقياس الثابت h. ان قيمة h المستحصلة من الاشعة السينية تكون 6.56×10^{-34} joule. Sec.

6 - 9 تأثير كومبتن

بعد اكتشاف الاشعة السينية استعمل ثومسون هذه الاشعة في دراسة التركيب الذري للمواد. ومع الاشعة السينية المتوفرة في ذلك الوقت وجد بان التشتت يحصل بدون تغيير في الطول الموجي كما في حالة الضوء المتشتت في الجو.



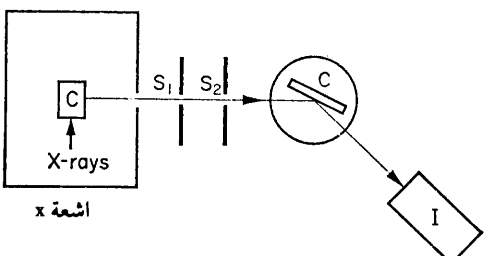
الشكل 6 - 13 توزيع الطاقة لاطياف الاشعة السينية لفروق جهد مختلفة

ومع تطور انابيب الاشعة السينية والحصول على اطوال موجية اقصر من 0.1 nm، وجد العاملون ان تغيراً في الطول الموجي قد حصل عندما حدث تشتت من العناصر الاخف. ولم يكن بالامكان تفسير هذا باستعمال الفيزياء الكلاسيكية. وفي 1923 وضع كومبتن و ديبي تفسيراً لهذه الظاهرة وذلك بمعاملة الاشعاع كمجرى لفوتونات منفردة كل منه يمكنه ان يتفاعل مع الكترون واحد.

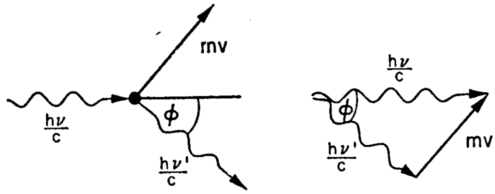
وفي تجربة كومبتن سمح للاشعة السينية ان تسقط على كتلة من الكرافيت C (الشكل 6 - 14) التي كان الارتباط الالكتروني لذراتها ضعيفاً. وباستعمال شقين من الرصاص تم الحصول على حزمة رفيعة من الاشعة وثم تم تحليلها بمطياف براك البلوري للاشعة السينية. يعتمد الطول الموجي للاشعة السينية المتشتتة على زاوية التشتت كما في المعادلة التالية:

$$\lambda' - \lambda = (1 - \cos\phi)\, h/m_0 c$$

حيث ان λ هو الطول الموجي للاشعة السينية الاصلية و m_0 كتلة السكون للالكترون.



الشكل 6 - 14 تجربة تأثير كومبتن



الشكل 6 - 15 مخططات المتجهات لتأثير كومبتن

تبين لنا النظرية الكمية بان طاقة الفوتون هي $h\nu$ والنظرية النسبية (الملحق B) تستدعي ربط الطاقة mc^2 مع الكتلة m. ولربط هذين المفهومين، اقترح كومبتن على انه يمكن ان نضع $h\nu = mc^2$ مما يعني بان الفوتون يمتلك زخماً $mc = h\nu/c$.

وعليه يمكن ان يعامل التفاعل بين الفوتون والالكترون كمسألة اصطدام بسيط في الميكانيك. ان متجه الزخم الابتدائي $h\nu / c$ (الشكل 6 - 15) للاشعة السينية يكون مساوياً للمتجهين mv و $h\nu' / c$ حيث ان $h\nu' / c$ هو الزخم المرافق للاشعة السينية المتشتتة و mv هو زخم الالكترون المرتد. ومن مثلث المتجهات نحصل على:

$$m^2v^2c^2 = (h\nu')^2 + (h\nu)^2 - 2h^2\nu\nu' \cos\phi. \qquad (6.1)$$

ومن قانون حفظ الطاقة يكون لدينا:

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + mc^2 \qquad (6.2)$$

حيث m_0 هي الكتلة المستقرة للالكترون. والنسبية تعطي العلاقة:

$$m^2(1 - v^2/c^2) = m_0^2. \qquad (6.3)$$

ومن المعادلات (6 - 1) و (6 - 3) نحصل على:

$$m^2c^4 - m_0^2c^4 = (h\nu)^2 + (h\nu')^2 - 2h^2\nu\nu' \cos\phi.$$

وبالتعويض عن m^2c^4 من المعادلة (2.6) ينتج:

$$[h(\nu - \nu') + m_0c^2]^2 - m_0^2c^4 = (h\nu)^2 + (h\nu')^2 - 2h^2\nu\nu' \cos\phi.$$

ومنها نحصل على $m_0c^2(\nu - \nu') = h\nu\nu'(1 - \cos\phi)$ الذي يصبح $\lambda' - \lambda = (1 - \cos\phi)\,(h/m_0c)$ وبادخال القيم العددية نحصل على $\lambda' - \lambda = 2{\cdot}4$ pm عندما $\phi = 90°$ والتي هي غير معتمدة على الطول الموجي وتصبح مهمة باضطراد عند الاطوال الموجية الاقصر. هذه المعادلة قد تأكدت لجميع الزوايا ϕ ولغاية $150°$ مما يبين بان لدراسة تأثير كومبتن تتطلب فرضية الفوتون.

6 - 10 الخلاصة

لقد رأينا كيف ان المحاولات لتفسير التوزيع الطاقي في الطيف المستمر لجسم اسود قد قادت بلانك الى مفهوم كم الطاقة او الفوتون وان انبعاث الاشعاع يحصل باكمام طاقية $h\nu$. ونجد بان الربط بين

الطاقة والتردد يكون جلياً عندما نأتي الى دراسة التوزيع الطاقي في الطيف المستمر للاشعة السينية. وهنا فالتردد الاعظم يتحدد لطاقة الالكترون في انبوبة الاشعة السينية مبيناً بذلك ان كل طاقة الالكترون قد تتحول الى فوتون الاشعة السينية. واضافة الى ذلك تمكن اينشتاين تفسير التأثير الكهروضوئي عندما فرض بان كل الطاقة في فوتون ضوئي تنتقل الى الكترون منفرد في المعدن. وهكذا عندما يتفاعل الاشعاع مع المادة، فانه يفعل ذلك باكمام او فوتونات بطاقة مساوية الى $h\nu$، ولكن الظواهر مثل التداخل والحيود والاستقطاب لاتزال تتطلب منها ان تتصرف كموجة مستعرضة. ان فرضية الطبيعة الجزيئية للاشعاع تكون اكثر وضوحاً في حالة دراسة تأثير كومبتن. ان الجزيئة لاتمتلك الطاقة $h\nu$ فقط وانما تمتلك زخماً $h\nu / c$ ايضا، وان سلوكها عندما تتفاعل مع الكترون يمكن فقط ان يفسر بدلالة الاصطدام بين جزيئتين. ان العلاقة بين الطبيعة الموجية والجزيئية للاشعاع سوف تدرس بتفصيل اكثر فيما بعد.

مسائل

(ان المسائل المؤشرة بنجمة قد تم حلها بصورة كاملة في نهاية الفصل)

6 - 1 عندما يضاء سطح نحاسي باشعاع طوله الموجي 253.7 nm من قوس زئبقي وجد ان جهد التوقف 0.24 v. احسب (a) الطول الموجي لتردد العتبة للنحاس، (b) الشغل المنجز من قبل الالكترون في الهروب من سطح النحاس.

الجواب: ((*a*) 266·5 nm; (*b*) 4·65 eV)

*6 - 2 الطول الموجي للعتبة الكهروضوئية لمعدن التنكستن هو 230 nm. عين طاقة الالكترونات المنبعثة من السطح بالضوء فوق البنفسجي ذي الطول الموجي 180 nm. الجواب: (1.48 ev)

6 - 3 احسب فاصل المحزز لمكعب بلوري باستعمال المعلومات التالية: الوزن الجزيئي 100.1، الوزن النوعي 2.71. الجواب: (0.313 nm)

4-6 ان الاشعاع الصادر من انبوبة الاشعة السينية المشتغلة بفرق جهد 40 kV قد حلل بمطياف براك باستعمال بلورة الكلسايت التي فاصلتها 0.313 nm احسب (a) حد الطول الموجي القصير لطيف الاشعة السينية (b) الزاوية الصغرى التي تقع بين مستويات البلورة وشعاع الاشعة السينية التي يمكن عندها كشف هذا الطول الموجي. الجواب: ((a) 30.9 pm (b) $2^\circ 50'$)

6 - 5 يتشتت الاشعاع K من هدف الموليبدينيوم (λ = 70.8 pm) من كتلة كربون وان الاشعاع المتشتت خلال الزاوية 90° قد حلل بمطياف بلورة الكلسايت فاصلتها 0.313 nm. احسب (a) التغيير في الطول الموجي الحاصل في عملية التشتت. (b) الفاصلة الزاوية في المرتبة الاولى بين الخطوط المحورة وغير المحورة الناتجة عن تدوير البلورة خلال الزاوية المطلوبة.

الجواب: ((*a*) 2·4 pm; (*b*) 13·3 min. of arc)

6 - 6 صف كيف ان طاقة الالكترون المتحررة من معدن باشعاع ساقط عليه فسرت عملياً واشرح كيف نوقشت النتائج نظرياً.

الطول الموجي للعتبة الكهروضوئية للفضة هو 325 nm جد طاقة الالكترونات المنبعثة من سطح الفضة بالضوء فوق البنفسجي ذي الطول الموجي 253.7nm الصادر من قوس زئبقي.

الجواب: (1.08 ev)

6 - 7 صِف كيف يمكن قياس الاطوال الموجية. اشتق أية صيغة بذلك.

في مطياف الاشعة السينية لبراك استعملت بلورة الكالسايت التي يكون فيها فاصل المحزز هو 0.3nm انعكست الاشعة السينية عندما كانت الزاوية بين الشعاعين الساقط والمنعكس 5° وعندما كانت 10°.

احسب معدل الطول الموجي للاشعة السينية. الجواب: (261.6 nm)

6 - 8 صف طريقة تم بموجبها تعيين الاطوال الموجية للاشعة السينية.

شغلت انبوبة الاشعة السينية من نوع كولدج بفرق جهد 66 kV. احسب حد الطول الموجي القصير لطيف الاشعة السينية الصادر من الانبوبة. الجواب: (18·9 pm)

6* - 9 اذا كان أدنى طول موجي قد سجل في طيف الاشعة السينية عندما تعمل على فرق جهد 50 kV هو 24.7 pm. احسب قيمة ثابت بلانك. الجواب: (6.56×10^{-34} Joule. sec).

6 - 10 توشك عين ان تتحسس بالضوء الاخضر طوله الموجي 500 nm الذي يصل الى الشبكية بمعدل 2×10^{-18} watt. ماهو عدد الفوتونات التي تقابل ذلك؟. الجواب: (5)

6 - 11 فوتون طاقته 10 Mev. ماهو الطول الموجي الذي يقابل هذه الطاقة؟ الجواب: (0.136 pm)

6 - 12 بين ان قانون الاشعاع التجريبي لواين؛ $E_\lambda = C_1\lambda^{-5} \exp - C_2/\lambda T$ يقارب لقانون بلانك في الاشعاع للاكمام الكبيرة. الجواب: (ch>>kλT)

6 - 13 بين ان قانون الاشعاع لرايليه وجينز $E_\lambda = 8\pi k\lambda^{-4} (\lambda T)$ يقارب لقانون بلانك في الاشعاع للاكمام الصغيرة. الجواب: (ch<<kλT)

6 - 14 بتفاضل علاقةواين في المسألة 6 - 12 بالنسبة للطول الموجي، بيّن على ان $\lambda_m T$ = Constamt عندما λ_m هو الطول الموجي الذي تكون فيه E_λ اعظم مايمكن.

حلول لمسائل

6 - 2 الطاقة الصغرى المطلوبة لانبعاث الالكترونات من سطح التنكستن هو:

$$h\nu_0 = \frac{hc}{\lambda_0} = 6{\cdot}6 \times 10^{-34} . \frac{3 \times 10^8}{230 \times 10^{-9}}.$$

وان طاقة الشعاع الساقط هي:

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = 6{\cdot}6 \times 10^{-34} \ \frac{3 \times 10^8}{180 \times 10^{-9}}.$$

والطاقة الحركية لانبعاث الالكترون بالجولات هي:

$$h\nu - h\nu_0 = 6{\cdot}6 \times 10^{-34} \quad 3 \times 10^8 \ \left(\frac{1}{180 \times 10^{-9}} - \frac{1}{230 \times 10^{-9}}\right).$$

وعند التحويل بالالكترون فولت يصبح هذا:

$$\frac{6{\cdot}6 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^8}{1{\cdot}6 \times 10^{-19}} \times \left(\frac{1}{180 \times 10^{-9}} - \frac{1}{230 \times 10^{-9}}\right).$$

$$= \underline{1{\cdot}48 \text{ eV.}}$$

6 - 9 الطاقة العظمى للالكترونات في انبوبة الاشعة السينية = Ve، والطاقة العظمى للاشعة السينية المنبعثة = hv

$$\therefore \quad h = \frac{Ve}{\nu} = Ve\,\frac{\lambda}{c}$$

$$= \frac{50 \times 10^3 \times 1{\cdot}6 \times 10^{-19} \times 24{\cdot}7 \times 10^{-12}}{3 \times 10^8}$$

$$= \underline{6{\cdot}56 \times 10^{-34} \text{ joule sec.}}$$

الفصل 7

الاطياف

7 . 1 طيف الهيدروجين

ان كل عنصر يظهر طيف متميز، قد صرح بذلك لاول مرة كرجوف في 1859. ولكن بعد ثلاثين سنة تم اكتشاف القانون الذي يحكم توزيع الخطوط في طيف ما من قبل بالمر وريد بيرك. وان تفسير هذا القانون بدلالة التركيب الذري بدأ مع عمل بور في 1913. وقد أظهرت دراسة الطيف بأنها تجهز ثروة من المعلومات حول التركيب الذري. وبما ان الهيدروجين هو أبسط ذرة لذا فأنها تمتلك طيفاً بسيطاً. لقد وفرّت دراسة هذا الطيف مفتاحاً لتفسير عديد من الاطياف للذرات الاكثر تعقيداً.



الشكل 7 — 1 متسلسلة بالمر للهيدروجين

ففي المنطقة المرئية، يكون طيف الهيدروجين معروفاً بأنه يتكون من أربعة خطوط رئيسية وهي؛ الاحمر (656.3 nm)، الازرق (486.1 nm) وفي اللون البنفسجي (420.2 nm و 434.0) بينما أظهر التصوير الفوتوغرافي وجود خطوط اخرى تقترب اكثر من بعضها البعض في اللون فوق البنفسجي، حيث تجتمع في النهاية عند (364.6 nm) كما في (الشكل 7 - 1). وفي 1885 بيّن بالمر ان هذه يمكن تمثيلها تجريبياً بالعلاقة:

$1/\lambda = \bar{\nu} = R(1/2^2 - 1/n^2)$ حيث ان R هوثابت

ومعروف الآن بثابت ريدبيرك (ويجب عدم الالتباس مع R، ثابت الغازات الذي تم استعماله في فصول سابقة)، وان n عدد صحيح يمكن ان يأخذ جميع القيم اكبر من إثنين، و $\bar{\nu}$ هو العدد الموجي.

7 - 2 نظرية بور لذرة الهيدروجين

في 1913 طبق بور النظرية الكمية على نموذج رذرفورد النووي لذرة الهيدروجين بأستعمال قوانين كولوم ونيوتن من الفيزياء الكلاسيكية.

وبما أن النواة هي أثقل بكثير من الالكترون فأنه منطقياً يمكن افتراض الالكترون ذا الشحنة $(-e)$ (الشكل 7 - 2) يتحرك في دائرة نصف قطرها r. وحسب قانون كولوم فأن القوة المسلطة على الالكترون تكون $e^2 / 4\pi\epsilon_0 r^2$، حيث ϵ_0 هو ثابت النفوذية الكهربائية للفضاء الحر. وبما تقدم نحصل على أن:

$$F = \frac{e^2}{r^2 4\pi\epsilon_0} = \frac{mv^2}{r}$$

وتكون الطاقة الحركية :

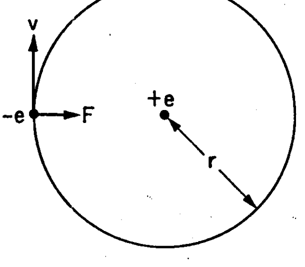
$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{e^2}{2r4\pi\epsilon_0}.$$

وحيث ان الطاقة الكامنة للالكترون هي :

$$-\frac{e^2}{r4\pi\epsilon_0}$$

والطاقة الكلية (الحركية زائداً الكامنة) تكون $-e^2/2r.4\pi\epsilon_0$. وان الطاقة للالكترون داخل الذرة تكون دائماً سالبة وذلك بأفتراض أن الطاقة الكامنة تصبح صفراً عندما يتحرك الالكترون الى مسافة لانهاية من النواة. والطاقة السالبة لذلك تقابل الحالة المقيدة.

واعتماداً على الفيزياء الكلاسيكية فأن الالكترون المتحرك بتعجيل يفقد طاقة بالاشعاع ولذلك فأن الالكترون الدائر سوف يلولب بسرعة الى النواة. وكلاسيكياً يعطى تردد الأشعاع بالتردد لدوران الالكترون في مداره، وسيزداد بأستمرار منتجاً طيفاً مستمراً. وبدلاً من ذلك فأن طيفاً خطياً قد لوحظ نتيجة لعدد من الترددات المتفردة. وعليه وجب وضع بعض الفرضيات الجديدة حول سلوكية الالكترون في الذرة بوضوح. وللحصول على نتيجة تتفق مع علاقة بالمر، افترض بور بأن المدارات المسموح بها فقط هي التي عندما يكون فيها الزخم الزاوي $mvr = nh/2\pi$ حيث n هو عدد صحيح و h هو ثابت بلانك.



الشكل 7 - 2 الكترون يتحرك في مدار دائري حول بروتون

وعندما يبقى الالكترون في احد هذه المدارات، فأنه لايشع أية طاقة لذا تعد هذه المدارات بمثابة الحالات الطاقية الثابتة أو الحالات المستقرة.

وعندما يتحرك الالكترون من مدار الى آخر، فان الطاقة للذرة ككل سوف تتغير، ويظهر فرق الطاقة كأشعاع. ان الطاقة تنبعث أو تمتص بمقادير كمية كاملة وفقاً للنظرية الكمية مثل $E_1 - E_2 = h\nu$، حيث E_1 و E_2 هي طاقة الذرة قبل وبعد حصول الانبعاث أو الامتصاص. وهذا هو ثاني فرضيات بور. وهكذا، بالاضافة الى قوانين الفيزياء الكلاسيكية، يكون لدينا فرضيتان مقترحة من بور.

1. تحتل الالكترونات في الذرة مدارات منفصلة معينة، تعرف بالعلاقة $mvr = nh/2\pi$ وعندما يكون الالكترون في احد هذه المدارات فانه لاينبعث منه أية طاقة.

2. وعندما يقفز الكترون من مدار ثابت لآخر بطاقة أقل، ينبعث كم من طاقة الاشعاع، والتردد لهذا الاشعاع يعطى بشرط بلانك الكمي، $E_1 - E_2 = h\nu$. وبحذف v من المعادلات $mv^2/r = e^2/r^2 4\pi\epsilon_0$ و $mvr = nh/2\pi$ يصبح نصف القطر الذري $r = n^2h^2 4\pi\epsilon_0/4\pi^2 me^2$ وبالتعويض عن $n = 1$ نحصل على $r = 52 \cdot 9$ pm، لذا فان قطر الذرة يكون حوالي. 0.1 nm، وهذا يتفق جيداً مع حسابات النظرية

الحركية. وتكون الطاقة الكلية:

$$E = -\frac{e^2}{2r \cdot 4\pi\epsilon_0} = -\frac{2\pi^2 me^4}{n^2h^2(4\pi\epsilon_0)^2}.$$

وبأستعمال الفرضية الثانية يمكن الحصول على التردد كما يلي:

$$h\nu = E_1 - E_2 = \frac{2\pi^2 me^4}{h^2(4\pi\epsilon_0)^2} \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2}\right).$$

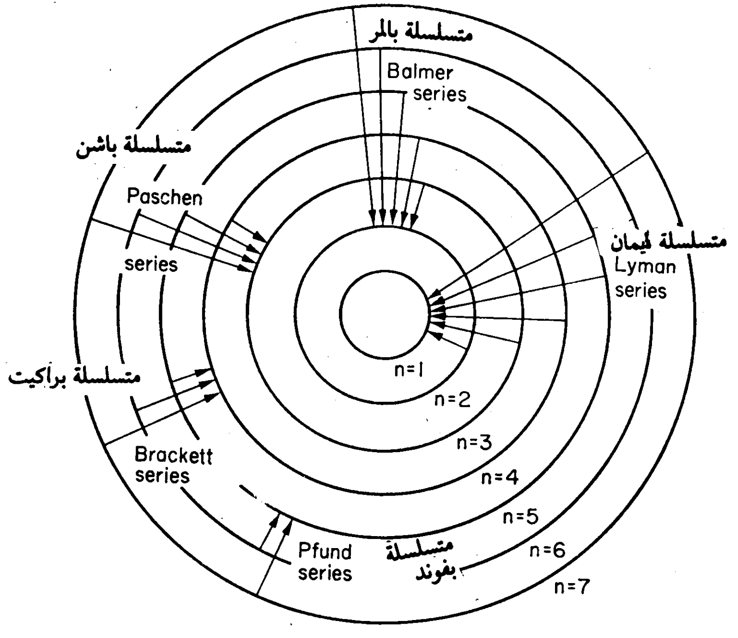
ومن ثم يصبح العدد الموجي: $(\bar{\nu} = 1/\lambda = \nu/c)$

$$\bar{\nu} = \frac{2\pi^2 me^4}{ch^3(4\pi\epsilon_0)^2} \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2}\right) = R \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2}\right)$$

حيث R هو ثابت ريدبيرك.

وبهذا يمكن حساب ثابت ريدبيرك من الثوابت الذرية. وبالتعويض يكون $R = 10.974 \times 10^6\ m^{-1}$ أو $10.974 \times 10^3\ mm^{-1}$ أو $10.974\ \mu m^{-1}$ وهذا على اتفاق جيد مع القيم التجريبية الموضحة في الشكل 7 - 6.

وتستدل هذه العلاقة بأن هناك متسلسلات اخرى غير متسلسلة بالمر عندما يكون $n_2=1$ و $n_2=3$ و $n_2=4$ و $n_2=5$. وانه من المتوقع أن تقع هذه المتسلسلات في مناطق خارج الطيف المرئي. أن مثل هذه المتسلسلات قد اكتشفت من قبل ليمان وهي في المنطقة فوق البنفسجية البعيدة ومن قبل باشن، وبراكيت وبفوند في المنطقة تحت الحمراء، ويمكن لنا ان نتصور بأن الذرة وكأنها متكونة من سلسلة من المدارات المنفصلة التي تقابل حالات طاقية مستقرة التي يكون فيها $n = 1, 2, 3, \ldots$ وان المتسلسلات الطيفية المختلفة تحصل نتيجة للانتقالات الالكترونية بين هذه المستويات كما موضح في الشكل 7 - 3.



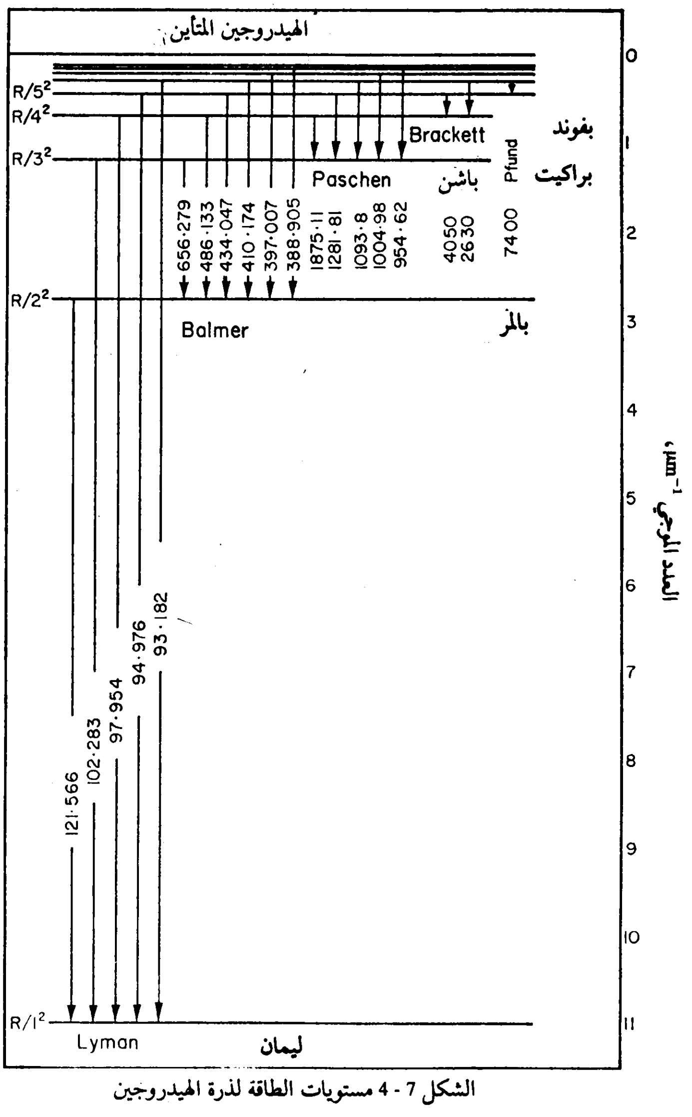
الشكل 7 - 3 المتسلسلات الطيفية لذرة «الهيدروجين»

وان انصاف اقطار المدارات تتناسب مع n^2. وهنا يستوجب التنويه بأن هذا المخطط لم يرسم قياسياً. وفي اعتباراتنا للتركيب الذري نحن مهتمون اكثر بتغييرات الطاقة في الذرة دون الحاجة الى أخذ اشكال وحجوم المدارات بنظر الاعتبار في الوقت الحاضر. وسوف نعتبر مخطط مستويات الطاقة فقط. وبما ان العدد الموجي للطيف الخطي يعطى بـ العلاقة: $\bar{\nu}=(E_1-E_2)/hc$

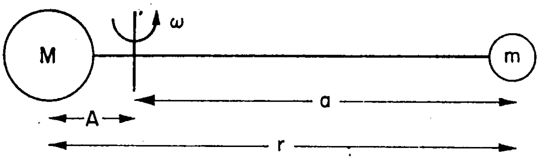
لذا نرمز لكل مستوى طاقة بعدد موجي يتناسب مع طاقة الذرة.

يمكن الحصول على الاعداد الموجية للخطوط الطيفية وذلك بأخذ الفروقات بين الاعداد الموجية التي تنتسب الى مستويين مشمولين بانتقال الكتروني بينهما.

ففي مخطط مستويات الطاقة المبين بالشكل 7 - 4 تكون الخطوط الافقية مرسومة بدلاً عن المدارات الدائرية لتمثل حالات الطاقة المستقرة. أن $n=\infty$ تكون مقابلة لتأين الذرة والطاقة صفر التي عددها الموجي صفر ايضاً. وتقاس مستويات الطاقة نحو الاسفل من هذا المخطط ويعطى بـ R/n^2 حيث يكون المستوى الاعمق للهيدروجين مقابلاً الى: $10\,974/1^2=10\,974\ mm^{-1}=10{\cdot}974\ \mu m^{-1}$



الشكل 7 - 4 مستويات الطاقة لذرة الهيدروجين



الشكل 7 - 5 الكترون وبروتون يتحركان حول مركز ثقل مشترك

7 - 3 تأثير النظير

ان نجاح نظرية بور قادت لتحسينات وتوسعات عديدة للنقـاش والتحسب لكثير والكثـير من مزايـا الاطياف المكتشفة بالملاحظة الاكثر دقة. لقد افترض الاعتبارات السابقة بأن الالكترون يتحرك حول نواة ثابتة. أن هذا يكون صحيحاً فقط عندما تكون كتلة النواة ما لانهاية ولكن لحقيقة كونها حوالي 1840 مرة اثقل من الالكترون لذا فان كل منهما يتحرك حول مركز ثقل مشترك كما موضح في الشكل 7 - 5.

ومن العزوم نعرف أن $m/M=A/a$ وهكذا فأن $a=Mr/(M+m)$ و $A=mr/(M+m)$ حيث A و a هي المسافات للنواة التي كتلتها M وللالكترون الذي كتلته m عن مركز الثقل المشترك و r هي المسافة الفاصلة بين النواة والالكترون. وعندما تكون ω هي السرعة الزاوية للنظام، فأن الطاقة الحركية الكلية هي:

$$\begin{aligned}\tfrac{1}{2}MV^2+\tfrac{1}{2}mv^2&=\tfrac{1}{2}\ MA^2\omega^2+\tfrac{1}{2}ma^2\omega^2\\&=\frac{1}{2}\ \frac{Mm}{M+m}\ r^2\omega^2\\&=\tfrac{1}{2}\ \mu r^2\omega^2.\end{aligned}$$

وتبدو من هذه العلاقة، لكي تسمح للنواة ان تتحرك وجب ان نعوض عن كتلة الالكترون m بـ μ وهو مايسمى بالكتلة المختزلة حيث ان:

$$\mu=m/(1+m/M)\ \text{ or }\ 1/\mu=1/m+1/M.$$

ومن هذا يمكن أن نجد بأن الكتلة المختزلة تساوي كتلة الالكترون فقط عندما تكون كتلة النواة M ما لانهاية. وبعدئذٍ يصبح ثابت ريدبيرك:

$$R=\frac{2\pi^2\mu e^4}{ch^3(4\pi\epsilon_0)^2}=\frac{2\pi^2me^4}{ch^3(4\pi\epsilon_0)^2}\quad\frac{1}{(1+m/M)}=\frac{R_\infty}{1+m/M}$$

حيث ان R_∞ هو ثابت ريدبيرك والذي تم حسابه لنواة ذات كتلة لانهائية وعموماً، يبين الشكل 7 - 6 العناصر التي تمتلك ثوابت ريدبيرك أقل بقليل من R_∞، حيث عندما تزداد M فان ثابت ريدبيرك يقترب اكثر فأكثر من قيمة R_∞.

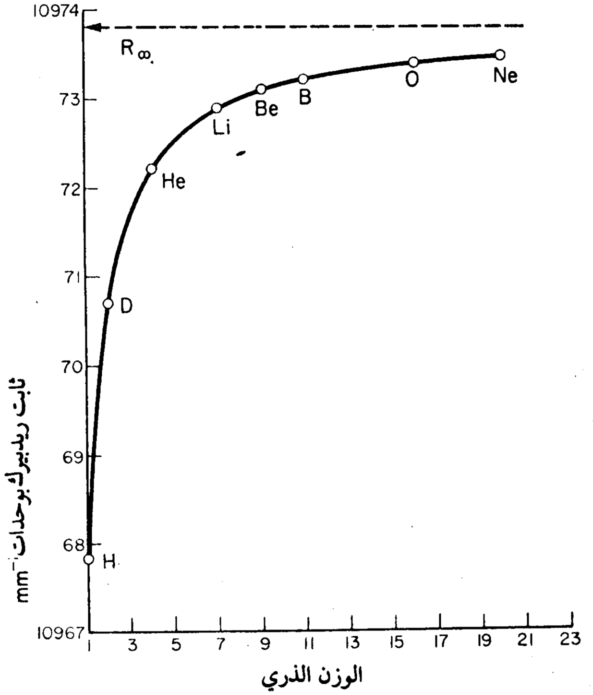
وبمقارنة القيم التجريبية لثوابت ريدبيرك للهيدروجين والهيليوم نحصل على:

$$\frac{R_{\mathrm{H}}}{R_{\mathrm{He}}}=\frac{10\,967{\cdot}776}{10\,972{\cdot}243}=\frac{1+m/M_{\mathrm{He}}}{1+m/M_{\mathrm{H}}}$$

حيث ان M_{He} و M_H هي كتلة نواة الهيليوم والهيدروجين.

وعند وضع $M_H / m = 1840$ نحصل على $M_{He} = 3.9717\ M_H$ وهكذا نحصل على نسبة كتلة ذرة الهيدروجين الى كتلة الالكترون بطريقة مطيافية خالصة. وهذه هي باتفاق ممتاز مع الطرق الاخرى مثل

الطرق الكهربائية الموصوفة في الفصل 2.



الشكل 7 - 6 تغيير ثابت ريدبيرك مع الوزن الذري

أن النظائر التي رأيناها جميعها تحمل نفس الشحنة النووية، ولكن لها كتل نووية مختلفة. وهذا يسبب حدوث قيم مختلفة لثابت ريدبيرك ويقود الى انشطار خطوط الطيف. وبهذه الطريقة اكتشف يوري، مورفي وبروكويد الديوتيريوم، نظير الهيدروجين ذو الكتلة 2 والان نحسب فاصلة الطول الموجي للعنصر الأول من مسلسلة بالمر فلمسلسلات الهيدروجين والديوتيريوم يمكننا ان نكتب بالتعاقب:

$$\bar{\nu}_H = R_H\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right) \text{ and } \bar{\nu}_D = R_D\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right).$$

ومن هذه نحصل على:

$$\frac{\bar{\nu}_H}{\bar{\nu}_D} = \frac{R_H}{R_D} = \frac{1 + m/M_D}{1 + m/M_H} = \frac{1 + m/2M_H}{1 + m/M_H}$$

$$\frac{\bar{\nu}_H - \bar{\nu}_D}{\bar{\nu}_D} = \frac{1}{2}\,\frac{1}{(1 + M_H/m)} = \frac{1}{2 \times 1841}$$

$$\Delta\bar{\nu}/\bar{\nu} = \Delta\lambda/\lambda = 1/3682.$$

وفي $\lambda = 656.3$ nm وهذا يعطي $\Delta\lambda = 0.179$ nm

وقد قيس ذلك بسهولة بواسطة محزز مقعر 6.3 متر طولاً كان متوفراً لديهم. يقارن الجدول 7 . 1 بين فروق الاطوال الموجية المحسوبة والملحوظة للأعضاء الاربعة الاولى متسلسلات بالمر للهيدروجين. أن الاتفاق يبدو وكأنه مقنعاً جداً.

الجدول 7 - 1
فروقات الاطوال الموجية للهيدروجين والديوتيريوم

طول الموجة λ nm	656·28	486·13	434·05	410·17
الفرق المحسوب. Δλ	0·1793	0·1326	0·1185	0·1119
الفرق الملاحظ Δλ	0·1791	0·1313	0·1176	0·1088

7 - 4 طيف الصوديوم

يمكن تحليل اطياف المعادن القلوية الليثيوم، الصوديوم، البوتاسيوم والسيزيوم بنفس الطريقة كما في حالة طيف الهيدروجين. فان الخطوط الطيفية يمكن ان تترتب في متسلسلات مختلفة ولكنها توجد اكثر بكثير مما هو للهيدروجين. ان عدد وتعقيد المتسلسلات تزداد كلما تتقدم عبر الجدول الدوري. ولهذا السبب فأن مناقشتنا سوف تتوسع لتشمل العناصر والمجموعة I مستعملين الصوديوم كمثال لذلك. ومن خلال ترتيبهم للخطوط في متسلسلات لقد اهتدى علماء الاطياف الى اكتشاف مزايا للخطوط مثل الشدة، الحدة، الانتشار الضوئي، طريقة الانتاج كما في القوس الكهربائي او الشرارة وسلوكها في المجالات الكهربائية والمغناطيسية. كما سنرى عندما نأتي لدراسة تأثير زيمان في الفصل 9، فان الخطوط في متسلسلة معينة دائما تشطر الى نفس العدد من المكونات في مجال مغناطيسي. لقد اوضح بالمر بأن الطيف المرئي للهيدروجين يمكن ان يمثل بالعلاقة $\bar{\nu}=R(1/2^2-1/n^2)$. ومن ثم بين ريدبيرك ورتز أن الطيف الذري للهيدروجين بأجمعه يمكن تمثيله بالعلاقة $\bar{\nu}=R(1/n_2^2-1/n_1^2)$ حيث n_1 و n_2 هي اعداد صحيحة. ومن خلال تطبيق ريدبيرك لهذه العلاقة على اطياف العناصر الاخرى وجد انه يجب تحويرها الى:
$\bar{\nu}=R[1/(n_2-\alpha)^2-1/(n_1-\beta)^2]$ حيث n_1 و n_2 هي اعداد صحيحة و α، β كانت كسوراً، تعرف الآن بالشوائب الكمية. ان اطياف الذرات في المجموعة I تتكون من اربع متسلسلات رئيسية تعرف بانها الرئيسية، المنتشرة، الحادة والاساسية او متسلسلة بيركمان. لذا فللصوديوم معدل الطول الموجي للخطوط الثنائية او الثلاثية يكون لدينا اطوال موجية مرافقة للمتسلسلات الاربعة المبينة في الجدول 7 - 2.

الجدول 7 - 2
الاطوال الموجية لاربع متسلسلات للصوديوم بوحدات nm

الرئيسية *Principal*	الحادة *Sharp*	المنتشرة *Diffuse*	الاساسية *Fundamental*
589·3	1139·3	818·9	1845·9
330·3	615·8	568·5	1267·8
285·3	515·1	498·1	
268·0	475·0	466·7	
259·4			

وتجريبياً يمكن ان تمثل هذه المتسلسلات الاربعة بالعلاقات :

الرئيسية : Principal $$\bar{\nu}=R\left[\frac{1}{(3-1\cdot37)^2}-\frac{1}{(n-0\cdot88)^2}\right]$$

الحادة : Sharp $$\bar{\nu}=R\left[\frac{1}{(3-0\cdot88)^2}-\frac{1}{(n-1\cdot37)^2}\right]$$

المنتشرة : Diffuse $$\bar{\nu}=R\left[\frac{1}{(3-0\cdot88)^2}-\frac{1}{(n-0\cdot01)^2}\right]$$

الاساسية : Fundamental $$\bar{\nu}=R\left[\frac{1}{(3-0\cdot01)^2}-\frac{1}{(n-0\cdot001)^2}\right]$$

ويمكن حساب الطول الموجي للخط الاصفر للصوديوم من العلاقة المتسلسلة الرئيسية بوضع n = 3 والتعويض لقيمة $R = 10973.7\ mm^{-1}$

نحصل على :-

$$\bar{\nu}=10973\cdot7\left[\frac{1}{1\cdot63^2}-\frac{1}{2\cdot12^2}\right]$$
$$=1727\ mm^{-1}.$$

واذا تذكرنا ان هناك $10^3\ m^{-1}$ في كل mm^{-1} واحد فأن الطول الموجي يكون :

$$\lambda=\frac{10^9}{1727\times10^3}=592\cdot6\ nm.$$

وهذه القيمة هي ضمن 1% من 589·3 nm من القيمة المدونة في الجدول 7 - 2 . ويقترح تفحص هذه العلاقات بأن الشوائب 0.88 ، 1.37 ، 0.01 ، 0.001 . يجب ان تكون مرافقة على التوالي للمتسلسلات الرئيسية ، الحادة ، المنتشرة والاساسية واذا عمت هذه العلاقات ورمزنا الى الشوائب الكمية بالحروف P ، S ، D ، F تصبح هذه العلاقات على النحو التالي :*

الرئيسية : $$\bar{\nu}=\frac{R}{(3-S)^2}-\frac{R}{(n-P)^2}$$

الحادة : $$\bar{\nu}=\frac{R}{(3-P)^2}-\frac{R}{(n-S)^2}$$

المنتشرة : $$\bar{\nu}=\frac{R}{(3-P)^2}-\frac{R}{(n-D)^2}$$

الاساسية : $$\bar{\nu}=\frac{R}{(3-D)^2}-\frac{R}{(n-F)^2}$$

وللسهولة يمكن كتابة العلاقات اعلاه بصورة مختصرة كما يلي :

الرئيسية : $\bar{\nu}=3S-nP$

الحادة $\bar{\nu}=3P-nS$

المنتشرة $\bar{\nu}=3P-nD$

الاساسية $\bar{\nu}=3D-nF$

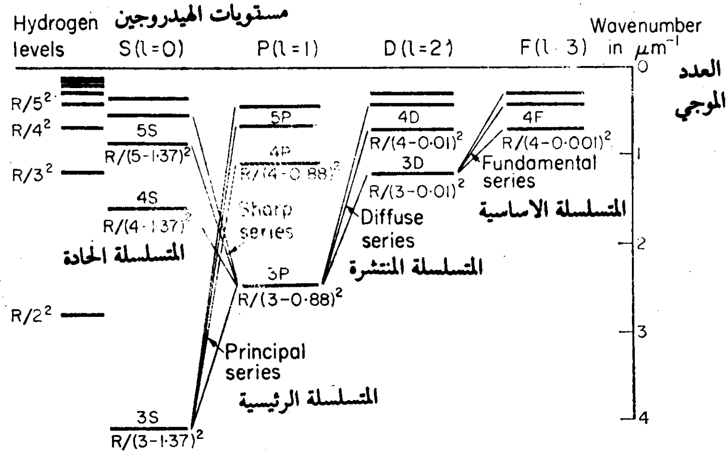
* واحيانا تكتب كما يلي $1S-nP, 1P-nD$ الخ الا انه يفضل ان تكتب $3S-nP, 3P-nD$ الخ لانها تبين حالا العدد الكمي الرئيسي .

وكما في حالة الهيدروجين فان هذه المتسلسلات يمكن ان تفسر بدلالة مخطط مستوي الطاقة، مثلما مبين في شكل 7 - 7. ان مستويات الطاقة للهيدروجين مبين على الجهة اليسرى كي يمكن مقارنتها مع مستويات الطاقة للصوديوم.

يجب ملاحظة انه بسبب الشوائب الكمية الكبيرة للمستويات S و P، فأنها تقع أوطأ بكثير من مستويات الهيدروجين المقابلة لها. ومع المتسلسلات المنتشرة والاساسية، فان الشوائب تصبح اصغر وهذا يمكن ان يكون قد قاد الباحثين الاوائل ليفرضوا بان المتسلسلة الاساسية في بعض الحالات اكثر اهمية من الاخريات.

7 - 5 قواعد الانتقاء

وبأخذ اعتبارات اخرى تخص مخطط مستوى الطاقة تبين انه يمكن التعبير عن جميع الخطوط بالفرق بين حدين، وتظهر فروقات الحدود على شكل خطوط طيفية. لقد قاد الفحص والمقارنة لعدد من الاطياف الى اكتشاف قواعد انتقاء تجريبية. وكما موضح في الشكل 7 - 7 يمكن ان تحصل الانتقالات فقط بين المستويات للمجاميع المتجاورة. ويمكن التعبير عن هذه كمياً بألحاق عدد لكل مجموعة من المستويات مثل $\ell = 0, 1, 2, 3$ للمستويات S، P، D، و F على التوالي. ومن اختبار الاطياف اصبح واضحاً ان ℓ يمكن ان تتغير فقط بـ ± 1. وهذه هي قاعدة انتقاء وان ℓ هو عدد كمي. وفي الحقيقة نحن نتعامل مع التغييرات في العدد الكمي بالنسبة الى التركيب الذري. وقد تمت بالفعل مواجهة قاعدة انتقاء مماثلة في الهيدروجين بخصوص العدد الكمي n الذي يمكن ان يتغير فقط بقيم صحيحة مثل. . $\Delta n = 0,1,2,...$ الى ما لانهاية. ولقد وجد ايضا ان ℓ يمكن ان تأخذ جميع القيم ولغاية $(n - 1)$.



الشكل 7 - 7: مستويات الطاقة لذرة الصوديوم

ولقيمة معطاة لـ$(n - 1)$ ... $n, \ell = 0, 1, 2$ وان $\Delta L = \pm 1$. وفي بداية الامر كانت هذه القواعد تجريبية ولكن الان يمكن اشتقاقها كحلول لمعادلة الموجة من الميكانيك الموجي الذي سوف نناقشه في الفصل 12. واذا فكرنا بدلالة نموذج بور للذرة، يمكننا ان نقول بأن n تسيطر على طاقة الالكترون، و ℓ الزخم الزاوي للالكترون حول النواة. وفي حالة ذرة الهيدروجين، فأن الزخم الزاوي يكون بوحدات من $h / 2n$ ويساوي $\ell h / 2\pi$. بينما في الميكانيك الموجي يكون مساوياً الى $\sqrt{\ell (\ell + 1)}\, h / 2\pi$ واذا ماتذكرنا ان طاقة الفوتون تأخذ قيماً صحيحة من $nh\nu$ وزخمه الزاوي يمكن ان يكون $h / 2\pi$ فقط. نرى ان قواعد الانتقاء هذه تنشأ على التوالي من حفظ الطاقة وحفظ الزخم الزاوي.

7 - 6 الشوائب الكمية

ان المتسلسلات التي وجدت في الصوديوم وفي الحقيقة في جميع المعادن القلوية، تكون مماثلة لما عليه كما في الهيدروجين مما يظهر بعض التشابه القريب في التركيب الذري. وتقترح الاعتبارات الكيميائية وعلى الاخص بالنسبة للجدول الدوري بانه يمكن تركيب ذرة الصوديوم من ذرة النيون باضافة بروتون الى النواة والكترون الى التركيب الخارجي. وفي هذه المرحلة يمكننا تجاهل اضافة النيوترونات كي يمكن اعتبار المعادن القلوية تتكون كما يلي:

(هيليوم + بروتون) + الكترون خارجي ← ليثيوم
(نيون + بروتون) + الكترون خارجي ← صوديوم
(اركون + بروتون) + الكترون خارجي ← بوتاسيوم
وبصورة عامة يمكن ان نكتب على ان:
(غاز نادر + بروتون) + الكترون خارجي ← معدن قلوي

ان التركيب الالكتروني لغاز نادر يكون الاكثر استقراراً ومتراصاً ومقارباً الى التوزيع الكروي للشحنة. وان اضافة بروتون الى النواة يتضمن بان هذا التركيب الذري المستقر للنيون قد حصل على شحنة موجبة منفردة. اما اضافة الكترون خارجي يدور حول هذا القلب الذري للنيون، ولذلك عندما يكون خارج القلب، فانه يكون مقارباً الى حد كبير للالكترون في ذرة الهيدروجين. وعندما يخترق الالكترون القلب الذري فانه يتعرض الى نسبة اكبر بكثير جداً من الشحنة النووية وبالمقابل تكون طاقته الرابطة اعظم.

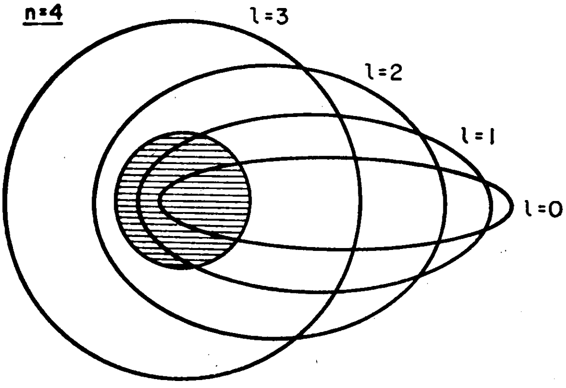
ان صورة بور المبسطة لم تعد وافية، ولذلك يجب علينا ان نتوقع انحرافات جوهرية من علاقة بالمر نتيجة لظهور شوائب كمية كثيرة. وعندما تصبح الطاقة الرابطة اكبر، فان مستويات الطاقة تقع الى الاسفل وان القيم للشوائب الكمية تزداد. والجدول 7 - 3 يبين الشوائب الكمية للصوديوم لاربع مجاميع من المستويات ويكشف اثنين من المديات المتميزة والقيم لكل من المستويات P, S التي غالباً ماتكون مائة

جدول 7 - 3

النقص الكمي لذرة الصوديوم

	$n=3$	$n=4$	$n=5$	$n=6$
S	1·373	1·357	1·352	1·349
P	0·883	0·867	0·862	0·859
D	0·010	0·011	0·013	0·011
F	—	0·000	0·001	0·008

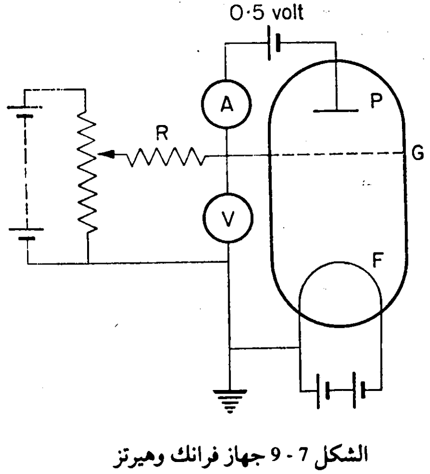
مرة اكبر من تلك للمستويات D و F. ان المديين للشوائب الكمية يمكن ان تعزى للمدارات التي تخترق والتي لاتخترق القلب المركزي للذرة. يبين الشكل 7 - 8 المدارات المحتملة لذرة الصوديوم التي فيها n=4. في هذه الحالة فان ℓ يمكن ان يكون له اربع قيم 0، 1، 2، 3، والمدارات المقابلة الى $\ell = 3$ و $\ell = 2$ تعطي المستويات D و F التي لاتخترق القلب الذري المركزي كي يكون التركيب مشابهاً للهيدروجين وان طيفها يتفق تماما مع علاقة بالمر. والمدارات التي يكون فيها $\ell=0$ و $\ell=1$ تكون مقابلة للمستويات S و P والتي تخترق القلب الذري والطيف يبين انحرافاً واسعاً عن علاقة بالمر. ان هذه الصورة للذرة تساعد في فهم كيفية نشوء الشوائب الكمية.



الشكل 7 - 8 المدارات المخترقة وغير المخترقة

7 - 7 الجهود المتهيجة

ان من الادلة المهمة على وجود مستويات الطاقة داخل الذرة جاء من دراسة اصطدام الالكترونات بطاقات متغيرة على الذرات في انبوبة تفريغ. وتبعاً للعمل السابق من قبل لينارد، فرانك وهيرتز في 1914 اثبت وجود مثل هذه المستويات لذرة الزئبق وذلك باستخدام انبوبة لها ثلاثة اقطاب وتحتوي على بخار الزئبق. تم تعجيل الالكترونات من الفتيلة F (الشكل 7 - 9) خلال فرق جهد V نحو المشبك G الذي يوجد بعده جهد معكوس صغير حوالي 0.5 فولت الى الانود P. وكانت المسافة بين الفتيلة والمشبك اكبر بكثير مما هي عليه في الصمام الثلاثي الاعتيادي. وكانت كمية صغيرة من الزئبق موجودة في الانبوبة وان تركيز ذرات الزئبق تم السيطرة عليه باستخدام فرن صغير درجة حرارته 200 c° مما اعطى ضغطاً لذرات الزئبق مقداره 15 مليمتر. وكلما أزيد الجهد كي يصبح G موجباً اكثر كلما تسلمت الالكترونات طاقة اكثر واكثر طبقاً للمعادلة. $Ve=\frac{1}{2}mv^2$. وسرعان ماتصبح لديها طاقة كافية فانها تصل الى الصفيحة ضد الجهد المعاكس. ان الاصطدامات مع ذرات الزئبق تحدث ابتداءاً طبقاً مع قانون حفظ



الشكل 7 - 9 جهاز فرانك وهيرتز

الطاقة. وعلى أي حال، عندما تصل طاقة الالكترون الى قيمة حرجة، تصبح الاصطدامات غير مرنة

وان الطاقة تنتقل من الالكترون الى ذرة الزئبق. ويحصل هذا فقط عندما تكون الطاقة كافية لرفع الالكترون من المدار الأوطأ الى الذي يليه ضمن ذرة الزئبق. ان الالكترون المرتطم، بعد ان يفقد معظم طاقته يصبح غير قادر على الوصول الى الانود المواجه للجهد المعاكس. ونتيجة لذلك يحدث هبوطاً مفاجئاً في تيار الانود عندما يصل جهد المشبك الى هذه القيمة الحرجة. وعندما يزداد جهد المشبك فان التيار يزداد ثانية حيث تحصل الالكترونات ثانية على طاقة كافية للوصول الى الانود وهنا يحصل جهد حرج ثانٍ عندما يهيج الالكترون ذرة ويفقد طاقته، ويكتسب تعجيلاً مرة اخرى حيث يكون باستطاعته ان يهيج ذرة ثانية. وتظهر هذه الحالة على شكل قمة ثانية في تيار الانود، وهكذا تحصل عدة قمم اخرى.

ان فرق الجهد بين قمتين متعاقبتين للزئبق هو 4 · 9 فولت (الشكل 7- 10)، وان قيمة القمة الاولى قد اهملت لانها تتضمن جهود التماس في الدائرة. واذا ما تذكرنا ان تردد الاشعاع الناشىء من تغيير الطاقة في ذرة من E_1 الى E_2 يعطى بالعلاقة $E_1 - E_2 = h\nu = hc/\lambda$ وان الطاقة الحرجة المعطاة الى الالكترونات كانت Ve فيكون:

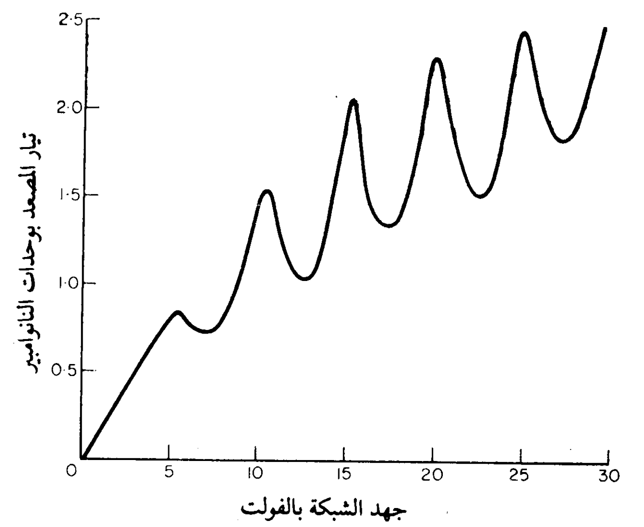
$$\lambda = \frac{hc}{Ve}$$

$$\lambda = \frac{(6{\cdot}625 \times 10^{-34}) \times (2{\cdot}998 \times 10^{8})}{4{\cdot}9 \times (1{\cdot}602 \times 10^{-19})}$$

$$= 2{\cdot}53 \times 10^{-7} \text{ metre}$$

$$= 253{\cdot}0 \text{ nm.}$$

وهذه القيمة تتفق بوضوح تام مع الخط عند 253.7 nm في طيف الزئبق الذي يمثل انتقالاً من الحالة ذات الطاقة الأوطأ (الحالة الارضية) الى الحالة المتهيجة الاولى. اضافة الى ذلك فعندما يكون الجهد 5.2 فولت، فان هذا الخط فقط يلاحظ عندما يفحص الضوء من الانبوب بوساطة المطياف.



الشكل 7 - 10 جهود التهيج

7 - 8 التهيج المنظم للاطياف

لقد اجريت تجربة مشابهة من قبل نيومان مع بخار الصوديوم في 1925، حيث وضع الانبوب في فرن

كهربائي بحوالي 350°C . لقد بين نيومان بان خط الصوديوم يظهر في جهد معين. ففي 2 · 1 فولت ظهرت خطوط الصوديوم الصفراء D فقط باطوال موجية 589.0 nm و 589.6 nm نتيجة للتهيج الحاصل من حالة الطاقة الأوطأ أو الحالة الارضية 3S الى 3P. وبازدياد الجهد ظهرت خطوط اكثر واكثر كما في الجدول 7 . 4 واستناداً الى مخطط مستوى الطاقة (الشكل 7 - 7) سوف يبين كيف يحدث هذا.

الجدول 7 - 4

الانتقال *Transition*	معدل الاطوال الموجية للخطوط (nm) *Mean wavelengths of lines (nm)*	الجهد (فولت) *Potential (volts)*
3 *P*—3 *S*	589·3	2·10
4 *S*—3 *P*	1139·3	3·18
3 *D*—3 *P*	818·9	3·59
4 *P*—3 *S*	330·3	3·74
5 *S*—3 *P*	615·8	4·1
4 *D*—3 *P*	568·5	4·2
Ionization تاين	All lines جميع الخطوط	5·12

نجد هنا بان الجهد 5.12 فولت المسلط على ذرة يجهز طاقة كافية لالكترون في حالة الطاقة الأوطأ لذرة الصوديوم بان يزاح كلياً. وهذا يمكن تعزيزه بسهولة من البيانات الطيفية عندما نتذكر بان العدد الموجي للحد الأوطأ 3S يكون عند $R/(3-1{\cdot}37)^2$ تحت مستوى التأين. ولذلك فان ، طاقة مساوية الى $hcR/(3-1{\cdot}37)^2$ يجب ان تسلط واذا ما جهزت هذه الطاقة من قبل الكترون يكون لدينا:

$$Ve=\frac{hcR}{(3-1{\cdot}37)^2}.$$

$$V=\frac{(6{\cdot}625\times10^{-34})\times(2{\cdot}998\times10^{8})\times(10{\cdot}97\times10^{6})}{(1{\cdot}602\times10^{-19})\times(1{\cdot}63)^2}$$

$$=5{\cdot}12\text{ volts.}$$

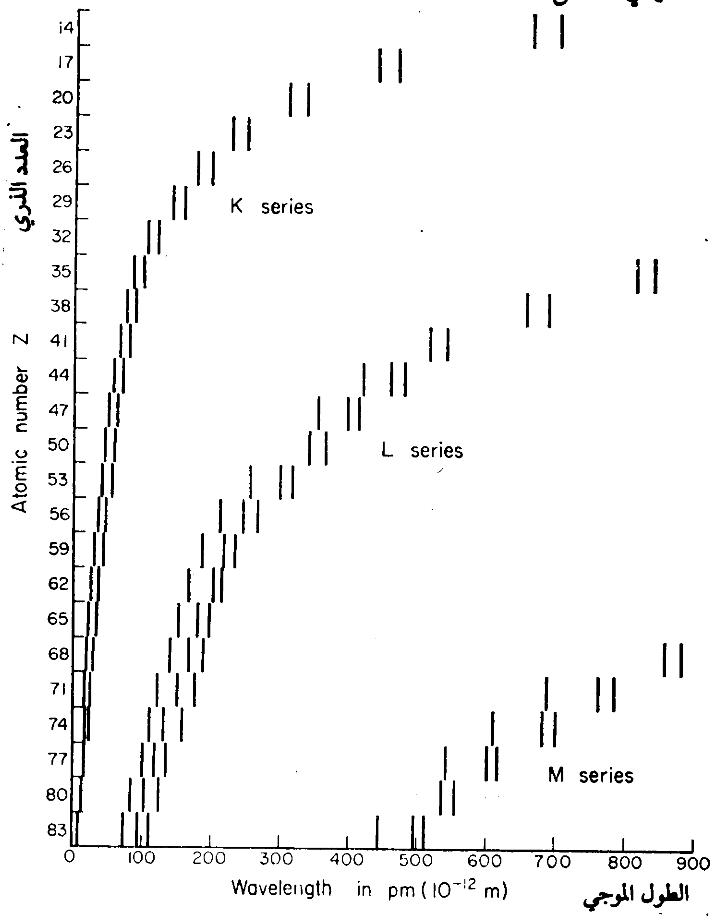
وهنا تجدر الاشارة بان هذه القيمة مطابقة تماما للقيمة التجريبية التي هي ايضا 5.12 فولت.

7 - 9 اطياف الاشعة السينية

لقد شرحنا كيف ان طيف الاشعاعات السينية تتألف من طيف مستمر أو اشعاع ابيض والذي يركب فوقه طيف خطي. ان توزيع الطاقة في الطيف المستمر يعتمد فقط على فرق الجهد عبر انبوبة الاشعة السينية بينما الطيف الخطي هو من مميزات العنصر المستعمل كهدف.

وهذه تسمى بالأطياف المميزة وقد بحثت من قبل موزلي في 1913 وذلك بجعل كل عنصر دورياً كهدف في انبوبة الاشعة السينية. وبهذه الطريقة تم فحص تسعة وثلاثون عنصراً تمتد من الالمنيوم حتى الذهب. ولقد تم تحليل الاشعة السينية بواسطة مطياف براك البلوري، بعد أن تم تفريغه لمنع امتصاص الاشعة السينية ذات الطول الموجي الطويل من قبل جزيئات الهواء. فاظهرت معظم العناصر مجموعتين من الخطوط، احدهما عموماً أقل من حوالي 0.1 nm ويدعى متسلسلة K، والآخر اكبر من 0.1 nm

ويسمى متسلسلة L كما في الشكل 7 - 11.

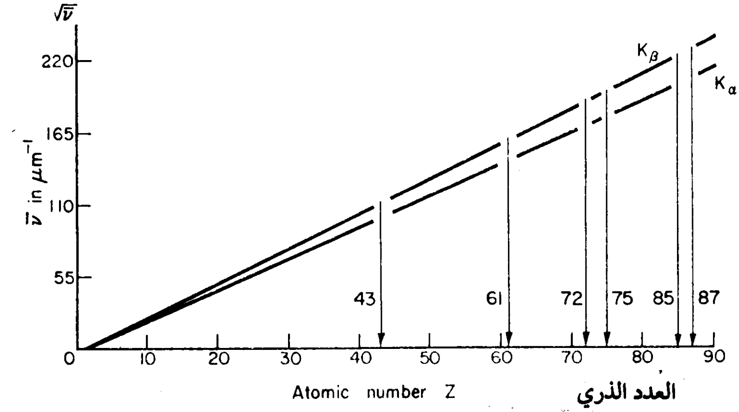


الشكل 7 - 11 خطوط الاشعة السينية للعناصر المختلفة

ان الاطوال الموجية للمتسلسلة L تكون تقريباً عشرة اضعاف تلك التي للمتسلسلة K. أما بالنسبة للعناصر التي يتعدى عددها الذري 66، تظهر لها متسلسلات اخرى تسمى بمتسلسلات M و N.

7 - 10 عمل موزلي

لقد وجد موزلي ان تركيب انماط الخطوط في متسلسلة معطاة كانت متشابهة في معظم العناصر التي فحصها، ولكن الخطوط اظهرت تناقصاً ثابتاً في الطول الموجي كلما ازداد العدد الذري. ففي الوقت الذي أجرى فيه موزلي هذا العمل لم تكن الاهمية الاساسية للعدد الذري قد تم ادراكها. أما مندليف، فعندما رتّب العناصر بترتيب كتلها الذرية، وجد ان بعض الازواج يجب ان يعكس ترتيبه لكي يحتفظ بدوريته في الخواص الكيميائية والفيزيائية. ان الترتيب العددي الذي احتل مكانه بموجبه فيما بعد، عرّف بأنه العدد الذري. لقد عكس ترتيب اربعة ازواج من العناصر بهذه الطريقة وهي Ar و K، Co و Te, Ni و I و Th و Pa. وقد وجد موزلي انه برسم $\sqrt{\bar{\nu}}$ مع العدد الذري Z لعضو معين من كل نموذج، يحصل على خط مستقيم والذي لايمر تماماً خلال نقطة الاصل (الشكل 7 - 12).



الشكل 7 - 12 العناصر المفقودة،

وهذا يبين بان طيف الاشعة السينية لكل عنصر قد تميز بعدده الذري وبذلك استنتج بان لهذا اهمية فيزيائية اكثر من ترتيبها في الجدول الدوري. والآن نحن نعرف طبعاً بانه هو عدد الوحدات الموجبة من الكهربائية في النواة الذرية كما كشفت عنها بتجارب رذرفورد في تشتت جسيمات الفا. فقد ظهرت فجوات على مخططات موزلي عند z=43، 61، 72، 75، 85، 87.

وهذه قد اقترحها مقابلة للعناصر التي لم تكن مكتشفة في ذلك الوقت. حيث ان عنصر الهافنيوم (z=72) قد اكتشف في 1923، الرينيوم (z = 75) في 1925 والفرانسيوم (z = 87) في 1939. أما العناصر الباقية التكنيتيوم (z = 43)، البروميثيوم (z = 61) والاستاتين (z = 85) تكون ذات نشاط اشعاعي وقصير العمر. وقد انتجت هذه العناصر اصطناعياً في المعجّل والمفاعل النووي.

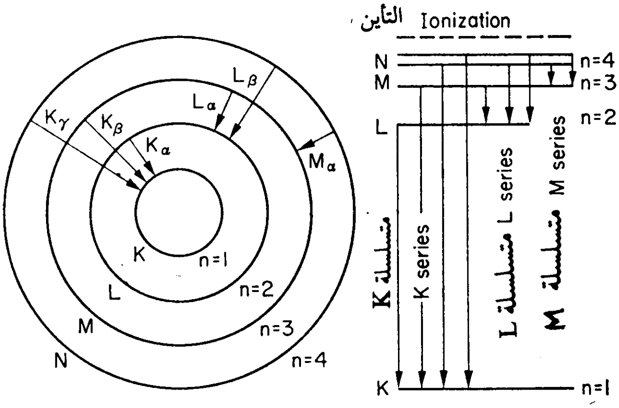
7 - 11 تفسير اطياف الاشعة السينية

نعود الآن الى العلاقة بين العدد الموجي $\bar{\nu}$ والعدد الذري z فالخط المستقيم يمكن ان يمثل بالمعادلة $\sqrt{\bar{\nu}}=m(z-c)$، حيث m درجة الميل و c هو التقاطع على المحور z. فللخط K_α ذو الطول الموجي الاطول في المتسلسلة K فقد وجد ان $m^2 = (3/4)R$، R هو ثابت ريدبيرك و $c \simeq 1$. ويمكن اعادة كتابة هذه المعادلة بالشكل $\bar{\nu}_K = R(Z-1)^2 \left(\frac{1}{1^2}-\frac{1}{2^2}\right)$ التي تظهر مشابهة جداً لعلاقة بالمر. وهذا يقترح بان فوتون الاشعة السينية ينبعث عندما ينتقل الالكترون من حالة مستقرة في n = 2 الى حالة طاقة أقل في n = 1، والالكترون الاصلي يكون قد انبعث لتوه. والشحنة النووية z تكون قد نقصت الى (z − 1) لوجود الكترون آخر في المدار n = 1. وسوف نرى عندما نأتي لدراسة مبدأ الاستبعاد لباولي الذي ينص على انه يمكن لالكترونين فقط ان يحتلا هذا المدار في الذرة. وللخط L_α قد امكن الحصول على علاقة ريدبيرك ثانية ولكن مع ثوابت مختلفة مثل $\bar{\nu}_L = R(Z-7.4)^2 \left(\frac{1}{2^2}-\frac{1}{3^2}\right)$ وهذا يوضح ان الخط L_α ينشأ من انتقال الكترون من n = 3 الى n = 2. واضافة الى ذلك فان هناك عدداً اكثر من الالكترونات يقع بين الالكترون المتهيج والنواة بحيث ان معدل القيمة للشحنة النووية المؤثرة قد قلت بـ 7.4 مرة.

وكما في حالة ذرة الهيدروجين، يمكننا ان نمثل مختلف خطوط الاشعة السينية بالانتقالات بين المدارات الالكترونية في الذرة كما موضح في الشكل 7 - 13.

والآن اصبح واضحاً كيف ان المتسلسلات M و N لايمكن ان تظهر قبل ان تصل الذرة لحالات حرجة معينة ولها العدد المطلوب من المدارات الثابتة. وكما في الاطياف الضوئية انه اكثر ملائمة بان نستعمل مخططات مستوى الطاقة والشكل 7 - 13 يوضح مخطط مستوي الطاقة المقابل لمخطط المدار

الالكتروني الذي تمت مناقشته تواً.



الشكل 7 - 13 مستويات الطاقة للاشعة السينية.

مسائل

(المسائل المؤشرة بنجمة قد تم حلها بصورة كاملة في نهاية الفصل)

7 - 1 صف وقارن الاطياف الضوئية للهيدروجين والصوديوم موضحاً كيف يمكن تمثيلها بمخططات مستوى الطاقة.

اذا كان حد الطول الموجي لمتسلسلة بالمر للهيدروجين هو 364.6 nm، احسب حدود الطول الموجي للمتسلسلة الحادة (3P − mS) والمتسلسلة الرئيسية (3S − mP) للصوديوم اذا الشوائب الكمية للمستويات S و P هي بالتعاقب 1.37 و 0.88. اهمل الانحراف البسيط لثابت ريدبيرك مع كتلة النواة.

الجواب: (409.7 nm, 242.2 nm)

7 - 2 ادناه متسلسلة لطيف غاز. لقد لوحظ ان حد المتسلسلة وبعض الاطوال الموجبة تكون متماثلة تقريباً مع تلك في متسلسلة بالمر للهيدروجين. اعرف الطيف، وخذ بنظر الاعتبار الخطوط الاضافية وايضا الفروقات الطفيفة في الاطوال الموجبة علماً بان ثابت ريدبيرك للكتلة اللانهائية هو $10973.7 mm^{-1}$.

متسلسلة بالمر	الغاز
656.280	656.019
	541.160
486.138	485.940
	454.166
434.051	433.874
	419.990
410.178	410.010

(الهيليوم المتأين فيه $\bar{\nu}=RZ^2\ (1/n_1^2-1/n_2^2)=R\left(\frac{2^2}{4^2}-\frac{2^2}{n^2}\right).$ الانحرافات البسيطة تنشأ من انحراف في R مع كتلة النواة)

*7-3 تم الحصول على الاعداد الموجية بوحدات mm^{-1} من الصورة الطيفية لليثيوم مصنفة في ثلاث متسلسلات كما يلي:

A	B	C
1490.8	1230.5	1638.4
3093.5	2011.3	2172.5
3647.9	2340.1	2420.0
3902.4	2508.9	2554.3
4039.9	2605.4	2635.3

وحد المتسلسلة لـ A هو $4348.6\ mm^{-1}$ ولكل من B و C هو $2858.2\ mm^{-1}$. ارسم بالمقياس (تقريباً) مخطط لمستوى الطاقة وعين كل متسلسلة. أوجد العدد الكمي الرئيسي للحد الأوطأ في كل متتالية، علماً بان ثابت ريدبيرك هو $10973.7\ mm^{-1}$. الجواب: (العدد الكمي الرئيسي هو 3 في كل حالة)

7 - 4 حصل على تعبير لثابت ريدبيرك بدلالة الثوابت الذرية. بين كيف انه يعتمد على كتلة النواة. ان الحدود لمتسلسلة بالمر للهيدروجين وللهيليوم المتأين مرة واحدة تكون على التوالي $2741\ 950\ m^{-1}$ و $2743\ 050\ m^{-1}$. احسب نسبة كتلة البروتون الى كتلة الالكترون. الجواب: (1865: 1)

7 - 5 صف الطيف الذري للهيدروجين. اشرح كيف ان بور كان قادراً على ان يربطه مع التركيب الذري مشيراً باعتناء الى الفرضيات التي وضعها. احسب حد الطول الموجي لمتسلسلة بالمر.
الجواب: (364.7 nm)

7 - 6 اشرح كيف ان اطياف المعادن القلوية تختلف عن تلك للهيدروجين. وضح جوابك بمخطط يبين المستويات F, D, P, S التي يكون لها الشوائب الكمية بالتعاقب 1.37، 0.88، 0.01، 0.001. ناقش التفسير للشوائب الكمية بدلالة المدارات الالكترونية.

7 - 7 تبين الالواح الصورية المعرضة طويلاً لمتسلسلة بالمر بان كل خط يكون مصحوباً بخط ضعيف ثان بطول موجي اقصر قليلاً. اذا كانت الفروقات بالاطوال الموجية $\Delta\lambda$ هي 0.1791، 0.1313، 0.1176، 0.1088nm على التوالي للاطوال الموجية 656.47، 486.27، 434.17، 410.29. اعمل حساباً تفصيلياً للخطوط الاضافية.

7 - 8 افرض بان كمية الهيدروجين ذا العدد الكتلي 3 كافية للفحص الطيفي ويمكن ادخالها في انبوبة تحتوي على الهيدروجين الاعتيادي. احسب فرق الطول الموجي بين خطوط $H\alpha$ الذي يتوقع ملاحظته
الجواب: $(\Delta\lambda = 0.238\ nm)$

7 - 9 اوجد فرق الجهد الذي يجب ان يعجل فيه الالكترون لكي (a) ترفع طاقة ذرة الهيدروجين من الحالة الارضية الى الحالة المتهيجة الأولى (b) تؤين الذرة. الجواب: (10.2 فولت، 13.6 فولت).

7 - 10 ان جهد التهيج للزئبق هو 4.9 فولت. احسب الطول الموجي للاشعاع الذي سوف ينبعث عندما تعود الذرات الى الحالة الارضية. الجواب: (253.0 nm)

7 - 11 اذا كان حد المتسلسلة في متسلسلة لايمان للهيدروجين هو 91.2 nm. اوجد الطول الموجي التقريبي لأعلى طاقة للاشعة السينية المنبعثة من الكالسيوم الذي عدده الذري 20.
الجواب: .(0.255 nm)

7 - 12 اذا حد المتسلسلة في متسلسلة بالمر للهيدروجين هو 364.6 nm. احسب العدد الذري للعنصر

الذي يعطي اطوال موجية لحد 0.1 nm. عين العنصر. الجواب: (الكاليوم، z = 31)

7 - 13 اذا كان العضو الأول في متسلسلة لايمان هو 121.5 nm. احسب الاطوال الموجية للاعضاء الاولى لمتسلسلات باشن وبراكت. الجواب: (5400 nm، 1874 nm)

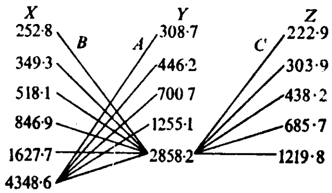
7 - 14 احسب نصف قطر المدار الالكتروني لـ (a) الهيدروجين في الحالة الارضية (b) الهيليوم المتأين لأول مرة في الحالة الارضية (c) الليثيوم المتأين لمرتين في الحالة الارضية.

الجواب: (52.9pm، 26.5pm، 17.6pm)

حلول لمسائل

7 - 3 بما ان B و C لها حد متسلسلة مشترك فانها يجب ان تكون مستندة على نفس مستوى الطاقة. انها من المحتمل ان تكون المتسلسلات الحادة والمنتشرة ولكن لايمكننا ان نميز بينهما معتمداً على هذا الدليل فقط. وبالطرح يمكننا الآن ان نجد مستويات الطاقة الاخرى كما مدرجة ادناه:

ان الخطوط المرسومة بين مختلف الاشكال يشير الى المتسلسلات المعطاة A، B، C:



ان العدد الكمي الرئيسي n يعطى بالعلاقة:

$$\bar{\nu}=\frac{R}{n^2}$$

$$n_x=\sqrt{\frac{10{\cdot}937\times10^6}{4348{\cdot}6\times10^3}}=1{\cdot}59$$

$$n_y=\sqrt{\frac{10{\cdot}937\times10^6}{2858{\cdot}2\times10^3}}=1{\cdot}96$$

$$n_z=\sqrt{\frac{10{\cdot}937\times10^6}{1219{\cdot}8\times10^3}}=3{\cdot}00.$$

ان الحدود التي تحت Z تعتبر خالية من الشوائب الكمية فيجب ان تكون من حدود D. وتلك تحت X لها اكبر شائبة ولذلك تكون حدود S بينما تلك التي تحت Y يجب ان تكون حدود P. وهذا قد تأكد من حقيقة بان حدود S هي لعنصر قلوي يقع الى الاسفل. لذا فان المتسلسلات الطيفية الثلاث A، B، C هي الرئيسية، الحادة والمنتشرة على التوالي.

7 - 12 ان الحد لمتسلسلة بالمر يعطى بالعلاقة:

$$\bar{\nu}=\frac{1}{\lambda}=R\left(\frac{1}{2^2}-\frac{1}{\infty^2}\right).$$

والاطوال الموجية للمتسلسلة K تعطى بالعلاقة:

$$\bar{\nu}=\frac{1}{\lambda}=R(Z-1)^2\ \left(\frac{1}{1^2}-\frac{1}{n^2}\right).$$

ويحصل العدد الموجي الاعظم عندما يكون ∞ = n لذا فان :

$$\bar{\nu}=\frac{1}{\lambda}=R(Z-1)^2\ \frac{1}{1^2}$$

$$(Z-1)^2=\frac{1}{R\lambda}=\frac{364\cdot 6\times 10^{-9}}{4\times 0\cdot 1\times 10^{-9}}=911$$

$$Z-1=30\cdot 2$$

$$Z=31$$

وهذا العدد يقابل عنصر الكاليوم

الفصل 8

التركيب الدقيق والبرم الالكتروني

8 - 1 التركيب الدقيق لاطياف شبيهة القلويات

في دراستنا الاولى للطيف البصري للصوديوم ولغرض التبسيط اهملنا عدد من الخطوط التي كانت مزدوجة. وانه معروف جيداً بانالعضو الاول للمتسلسلةالرئيسية هو خط الصوديوم الاصفر الذي بقوة تفريق معتدلة يمكن رؤ يته بانه يتكون من خطين منفصلين بحوالي 0.6 nm. وان جميع الخطوط في المتسلسلات الرئيسية والحادة والمنتشرة تكون ثنائية لذا يقال عنها بانها تمتلك تركيباً دقيقاً.

انه من الضروري الان ان نحاول تفسير هذه الظاهرة الجديدة بدلالة التركيب الذري. ويتطلب هذا وضع تفصيلات اخرى لنموذج الذرة المستند على نظرية بور.

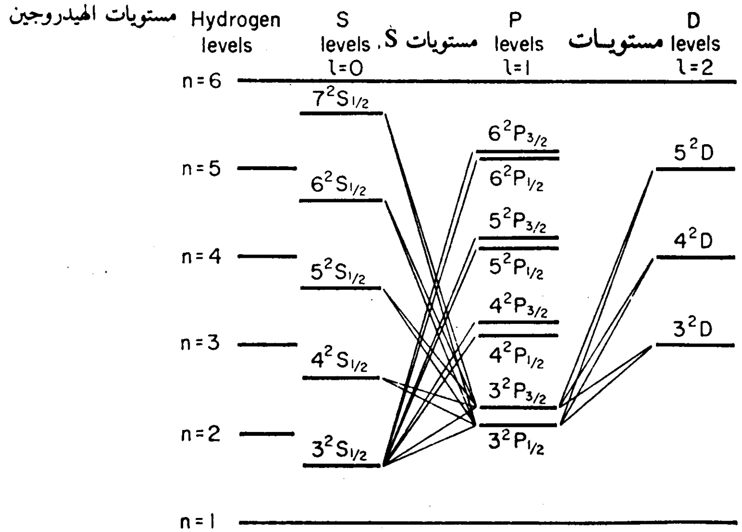
وقبل ان نحاول ذلك، علينا ان نفحص الحقائق التجريبية بتفصيل اكثر ونعمد الى وضع مخطط ملائم لمستويات الطاقة. يبين الجدول 8 . 1 بعض الاطوال الموجية في طيف الصوديوم مصنفة الى المتسلسلات الحادة والرئيسية والمنتشرة. فالعمود الاول لكل متسلسلةيعطي الطول الموجي λ لكل خط، والعمود الثاني يعطي العدد الموجي $\bar{\nu}$ المقابل، بينما العمود الثالث يعطي فاصلة العدد الموجي $\Delta\bar{\nu}$ للثنائيات. ان فحص هذه المعلومات يكشف عن ان حدود الخطأ التجريبي $\Delta\bar{\nu}$ تكون نفسها لكل زوج

الجدول 8 - 1

ثنائيات الصوديوم

الحادة			الرئيسية			المنتشرة		
λ (nm)	$\bar{\nu}$ (mm^{-1})	$\Delta\bar{\nu}$	λ (nm)	$\bar{\nu}$ (mm^{-1})	$\Delta\bar{\nu}$	λ (nm)	$\bar{\nu}$ (mm^{-1})	$\Delta\bar{\nu}$
1140·42 1138·24	876·63 878·31	> 1·68	588·996 589·593	1697·34 1695·62	> 1·72	819·482 818·330	1219·95 1221·66	> 1·71
616·072 615·421	1622·74 1624·45	> 1·72	330·234 330·294	3027·29 3026·74	> ·55	568·822 568·268	1757·53 1759·25	> 1·72
515·364 514·909	1939·83 1941·55	> 1·72	285·283 285·303	3504·26 3504·017	> ·243	498·287 497·861	2006·32 2008·03	> 1·71
475·189 474·802	2103·84 2105·56	> 1·72	268·034 268·044	3729·77 3729·62	> ·15	466·860 466·486	2141·37 2143·09	> 1·72
454·522 454·167	2199·50 2201·22	> 1·72	259·383 259·393	3854·154 3854·007	> ·147	449·772 449·427	2222·71 2224·43	> 1·72
442·331 441·994	2260·12 2261·84	> 1·72	254·382 254·388	3929·920 3929·831	> ·089	434·345 439·014	2275·48 2277·20	> 1·72

في المتسلسلات الحادة والمنتشرة. وفي المتسلسلة الرئيسية يصبح $\Delta\bar{\nu}$ اصغر كلما تقدمنا نحو اعضاء بمرتبة اعلى في المتسلسلة. واضافة الى ذلك فان للعضو الاول في المتسلسلة الرئيسية، خطوط الصوديوم الصفراء، يكون مساوياً $1·72\ mm^{-1}$ وهذا يساوي لفاصلة الثنائيات في المتسلسلتين الاخريتين.



الشكل 8 - 1

التركيب الدقيق لمستويات الطاقة للصوديوم

نفكر الآن بدلالة المخطط البياني لمستوى الطاقة للصوديوم متذكرين بان كلا المتسلستين الحادة والمنتشرة تحتويان على الحد 3P، لذا يكون من المناسب ان نفترض بان هذا الحد يتكون من مستويين بفاصل $1.72\ mm^{-1}$. ان هذا يفسر فاصلة العدد الموجي الثابتة للخطوط في كل من المتسلسلتين الحادة والمنتشرة. فاذا فرضنا ان المستويات S و D على انها منفردة ولو ان المستويات D لاتكون دائماً منفردة كما سنرى فيها بعد. ولشرح كيف ان الثنائيات في المتسلسلة الرئيسية nP - 3S تقترب كلما اتجهنا نحو اعلى المتسلسلات علينا ان نفترض بان جميع حدود P هي مزدوجة وان الفاصلة تصبح اصغر للحدود ذات المرتبة الاعلى.

8 - 2 برم الالكترون

لقد رأينا كيف ان الباحثين تبنوا نموذج بور لذرة الهيدروجين ليفسروا نتائجهم لذرات اكثر تعقيداً وخصوصاً ذرات المعادن القلوية. وهذا يتطلب عدداً كمياً ثانيا L وهو العدد الكمي المداري الذي ينظم الزخم الزاوي للالكترون حول النواة. ففي 1925 ولأجل تفسير التركيب الدقيق للخطوط الطيفية، وجد كل من أولينبك وكود سميت انه من الضروري ان يفرض بان كل الكترون يمتلك زخماً زاوياً اضافياً يساوي $(1 / 2)h / (2\pi)$ وغالباً يشار اليه ببرم الالكترون. وفي الحقيقة فان الزخم الزاوي الاضافي ينظم بعدد كمي ثالث s حيث تكون قيمته للألكترون المنفرد $s = 1 / 2$ وبوحدات الزخم الزاوي $s = h / 2\pi$. ان الزخم الزاوي للالكترون يصحبه عزم مغناطيسي σ_s الذي سوف يشرح بتفصيل اكثر في الفصل القادم.

وطبقاً للفيزياء الكلاسيكية يمكن للمغناطيس ان يستقر بأية زاوية مع المجال المغناطيسي معتمداً على طاقته. أما الفيزياء الكمية فانها تشترط بانه يستقر اما موازي أو بالعكس نسبة الى المجال المغناطيسي. وتدل الادلة التجريبية المباشرة على ان الالكترونات تتصرف بهذه الطريقة وتم الحصول على هذه الحقيقة قبل اربع سنوات من تجربة كيرلاك وستيرن الموصوفة في الفصل القادم.

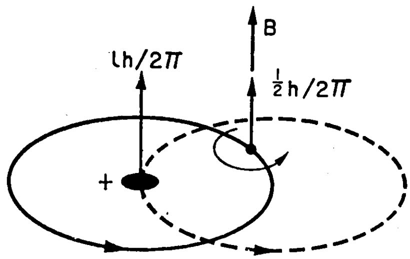
---

* يحسب العدد الموجي $\bar{\nu}$ من λ وذلك من المعادلة $\bar{\nu} = 1/\mu\lambda$ حيث ان μ هو معامل الانكسار للهواء للطول الموجي λ .

8 - 3 العدد الكمي الذاتي

لنفرض ان الكترونا يتحرك حول مدار كما هو مبين في الشكل 8 - 2 بزخم زاوي مداري مقداره $Lh / 2\pi$ وزخم برم زاوي $(1 / 2)h / (2\pi)$. من وجهة نظر الالكترون فان النواة بشحنتها الموجبة تتحرك حوله في المدار المبين بالخط المتقطع مكونة بذلك تياراً كهربائياً الذي يحدث مجالاً مغناطيسياً كثافة دفقه B على الالكترون.

وبسبب عزمه المغناطيسي σ_s فان الالكترون سوف يستقر اما موازٍ أو غير موازٍ لذا فانه يكتسب طاقة مغناطيسية مقدارها $\pm \sigma_s B$. وبهذا يكون لدينا مستويان للطاقة $\sigma_s B$ فوق وتحت مستوى الطاقة اللذان



الشكل 8 - 2
التفاعل المغناطيسي للالكترون مع النواة

ينشآن من الحركة المدارية للالكترون. ان الزخم الزاوي الكلي للالكترون المصاحب لهذين المستويين هو $(\ell + 1 / 2)\,h / 2\pi$ أو $(\ell - 1 / 2)\,h / 2\pi$ ويمكننا ان نكتب $j = \ell \pm 1 / 2$ حيث j يسمى بالعدد الكمي الذاتي الذي يعرف الزخم الزاوي الكلي للالكترون.

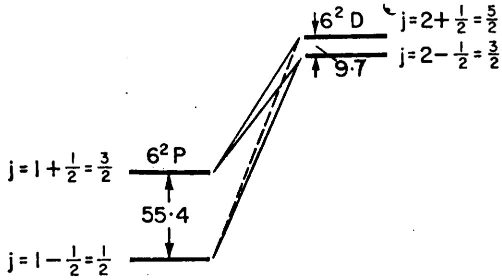
ويستعمل ايضاً العدد الكمي j للتعرف على مستوى طاقي معين. وعلى كل حال فان المستويات s تبقى منفردة لأن للالكترون في هذه الحالة $L = 0$، وهذا يعني بان B هو صفر ايضاً وبذا يكون العزم المغناطيسي للالكترون بدون اتجاه لذا فان $j = + 1 / 2$ فقط يكون ذا معنى. وفي حالة الذرات الثقيلة التي لها تراكيب الكترونية معقدة فان المتسلسلة المنتشرة تكون في بعض الاحيان ثلاثيـة كما في حـالة السيزيوم الجدول 8 - 2.

الجدول 8 - 2
المتسلسلة المنتشرة للسيزيوم

الانتقال	λ (nm)	$\bar{\nu}$ (mm^{-1})		$\Delta\bar{\nu}$
	3010·0	332·1		
6P—5D	3489·2	286·5	9·8	55·4
	3612·7	276·7		
	876·1	1141·1		
6P—6D	917·2	1090·0	4·3	55·4
	920·8	1085·7		
	672·3	1487·0		
6P—7D	697·3	1433·7	2·1	55·4
	698·3	1431·6		

ان الانشطار الثابت $55.4\ mm^{-1}$ كما في حالة الصوديوم يجب ان يرافق الحد 6p. وهذا أصبح الآن اكبر بكثير جداً موضحاً بذلك بان التفاعل المغناطيسي بين الالكترون والنواة يكون أعظم بكثير، حيث ان الالكترون حتى في الحالة D ينفذ الى القلب الذري. وللاعمق من هذه تكون القيمة $9.8\ mm^{-1}$ إلا انها تتقارب كلما اتجهنا نحو المستويات الأعلى.

والآن فلنعتبر الانتقال 6P – 5D فقط. ان كلا المستويين ينشطران الى ثلاثة انتقالات كما موضحة بالخطوط المتصلة في الشكل (8 - 3) ولم يلاحظ انتقال مقابل للخط مما يستدل بان هنالك حالة كمية معينة. ان اعتبار الاعداد الكمية الذاتية j المصاحبة لكل مستوي يبين ان هذا التركيب يخضع الى قاعدة الانتخاب $\Delta j = \pm 1,0$ و $\Delta \ell = \pm 1$. لقد تأكدت صحة هذه القاعدة من النتائج التجريبية.



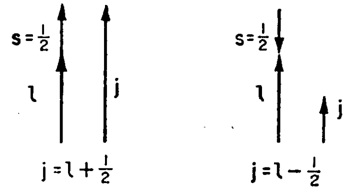
الشكل 8 - 3 التركيب الدقيق لمستويات الطاقة في السيزيوم

8 - 4 نموذج المتجه للذرة

ان العدد الكمي الذاتي j يكون مهماً للباحثين في التنبؤ بالتراكيب الخطية بالرغم من ان هناك أعداداً كمية اخرى هي n و ℓ, s حيث ليس لها اهمية اساسية. ولكن تعالج الملاحظات المطيافية للعناصر خارج الزمرة الاولى في الجدول الدوري، حصل تطور في النموذج المتجه للذرة المستند الى الاعداد الكمية. لقد نشأ هذا تجريبياً من ذرة بور عندما أصبحت تفاصيل حركة الالكترون معقدة جداً.

ان القواعد التجريبية المستعملة مع نموذج المتجهات لتفسير خصائص سلوك الذرة قد تمّ تعضيده بالميكانيك الكمي والموجي. وفي الحقيقة فان نموذج المتجهات يزودنا بطريقة ملائمة لاستذكار واستعمال نتائج الميكانيك الكمي. وهذا النموذج مشابه الى حد ما لاستعمال مبدأ هايكنز بدلاً من معادلات النظرية الكهرومغناطيسية للضوء في مسائل الحيود الضوئي. وعند استعمال نموذج المتجهات انه من المهم ان تحل الزخوم الزاوية $\sqrt{s(s+1)}\,h/2\pi$, $\sqrt{j(j+1)}\,h/2\pi$, $\sqrt{\ell(\ell+1)}\,h/2\pi$ بدلاً من $\ell h/2\pi$, $jh/2\pi$, $sh/2\pi$ على التوالي.

علينا ان نتذكر بان المجال المغناطيسي B الذي ينشأ من الحركة المدارية للالكترون يكون موازياً $\ell h/2\pi$، والعزم المغناطيسي σ_s والزخم الزاوي المصاحب $sh/2\pi$ يجب ان يكون إما موازياً أو معاكساً له وهكذا فان (ℓ) و (s) تتصرف كمتجهات ويمكن ان ترسم كما في الشكل (8 - 4). ونحن قد رأينا سابقاً



الشكل 8 - 4 مخطط المتجهات يبين التفاعل بين ℓ و s

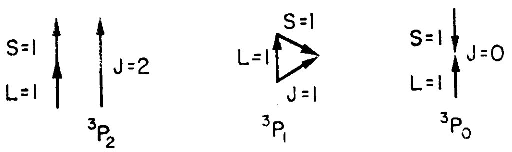
كيف ان المستويات المقابلة الى $\ell = 0, 1, 2, 3$ يمكن ان يرمز لها بالحروف S, P, D, F . وعندما تكون مثل هذه المستويات مزدوجة كما في حالة العناصر في المجموعة I فانها تكتب مع الرقم (2) مثل $^2S, ^2P, ^2D,$ ^2F . وتعرف المستويات الفعلية باضافة رمز يستدل على قيمة العدد الكمي الذاتي (j) المصاحب لكل مستوى. ففي حالة الصوديوم مثلاً تكتب المستويات بالصيغ التالية $^2S_{1/2}$ و $^2P_{1/2}$ و $^2P_{3/2}$ و $^2D_{3/2}$ و $^2D_{5/2}$ وهكذا.

8 - 5 اطياف القلويات الترابية

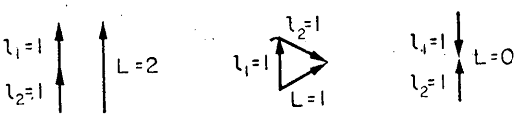
عندما ننتقل من المجموعة I الى المجموعة II من الجدول الدوري فان تعقيد الاطياف يزداد جوهرياً. هنالك اثنان من نظم المصطلحات المستقلة تماماً تقريباً يستخدمان لتفسير الاطياف. اولهما هو النظام الاحادي عندما تكون جميع المستويات منفردة، بينما الآخر تكون فيه جميع المستويات ثلاثيـة ويسمى بالنظام الثلاثي.

في كل من هذين النظامين، يمكن ان تنتخب سلسلة مشابهة الى السلاسل الحادة، الرئيسية، المنتشرة والاساسية التي تميز أطياف العناصر القلوية. وباستعمال الترميز الطيفي الموصوف سابقاً، فان الرموز الدالة على الانظمة الاحادية والثلاثية تكون ^3F و ^3D و ^3P و ^3S و ^1F و ^1D و ^1P و ^1S وبالتعاقب. وبالاستمرار عبر الجدول الدوري الى المجموعة III فاننا نواجه اثنين من انظمة المصطلحات المستقلة مرة اخرى. احداهما تمتلك مستويات مزدوجة (ثنائية) والاخرى بمستويات رباعية. اما المجموعة IV فانها تمتلك ثلاثة انظمة مصطلحات مستقلة متكونة من مستويات احادية وثلاثية وخماسية. وفي الواقع ان نموذج المتجهات للذرة يمكن ان يعطي تفسيراً مفيداً لهذه الزيادة المعقدة لانظمة المصطلحات.

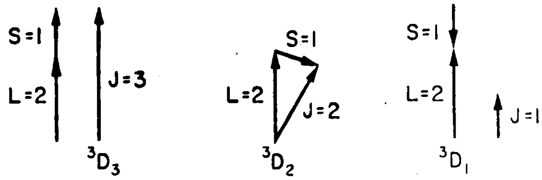
والآن سنستعمل نموذج المتجهات لوضع تفسير الرموز الاحادية والثلاثية في حالة عناصر المجموعة II مثل الكالسيوم والزنك. في المجموعة II هناك الكترونان نشيطان كل منهما يمتلك برماً مقداره $s_1 = 1 / 2$ و $s_2 = 1 / 2$ وهذان البرمان s_1 و s_2 يمكن ان يكونا متوازيين أو متعاكسين فيما بينهما بحيث تكون المحصلة الكلية طاقات مختلفة قليلاً للتفاعل المغناطيسي مما يؤدي الى حصول ثلاثة مستويات طاقة منفصلة يرمز لها $^3P_2$, $^3P_1$, و $^3P_0$. وفي مثال آخر سوف نعتبر حالة لالكترونين هما عندما $\ell_1 = 1$ و $\ell_2 = 1$. وهذه يمكن ضمها اتجاهياً لتعطي محصلة للاعداد الكمية المدارية $L = 1, L = 2$ و $L = 0$ التي تقابل المصطلحات D و P و S كما في الشكل 8 - 6. وكما في الحالة السابقة فان البروم $s_1 = s_2 = 1 / 2$ يمكن ان تكون متوازية او



الشكل 8 - 5 مخطط المتجهات يبين كيف ينشأ الحد ^3P



الشكل 8 - 6 مخطط المتجهات يبين التفاعل بين الكترونين



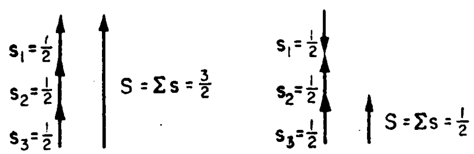
الشكل 8 - 7

مخططات المتجهات تبين كيف ينشأ الحد ^3D

متعاكسة لكل منها كي تكون محصلة العدد الكمي للبرم 1 أو $S = 1/2 \pm 1/2 = 0$. وبأخذ الحدود D بنظر الاعتبار فقط لـ $S = 0$ يكون لدينا $J = L + S = 2 + 0 = 2$ فتعطي الحد الاحادي $^1D_2$. ومع $S = 1$ فاننا نحصل ثانية على حدود ثلاثية وان قيمة J تعتمد كلياً على الطريقة التي تضم فيها L و S كما موضح في الشكل 8 - 7. وهنا نرى كيف ان L و S تعطي قيماً لـ (J= 1,2,3) و 1) مما يؤدي الى الحدود الموصوفة بالصيغة $^3D_3$، $^3D_2$ و $^3D_1$.

8 - 6 راسل ـ ساندرز واقتران jj

في عناصر المجموعة III من الجدول الدوري مثل البورون والالمنيوم انها يمتلكان ثلاثة الكترونات فعالة لكل منها عدد برمي كمي s_1، s_2 و s_3 قيمة كل منها 1 / 2. وهذه يمكن توجيهها كي تكون كلها متوازية فتعطي $S = 1/2 + 1/2 + 1/2 = 3/2$ أو ان احدها معاكس فتعطي $S = 1/2 + 1/2 - 1/2 = 1/2$ كما موضح في الشكل 8 - 8. وفي هذه الحالة، فان العدد الكمي الكلي S يكون مضاعفات النصف كما وان الاعداد الكمية الذاتية J تكون ايضاً مضاعفات النصف. فمثلاً في حالة الحد D عندما يكون $L = 2$ فان العدد الكمي الذاتي الكلي J يمكن ان يكون $J = L + S = 2 + \frac{3}{2}$ (اتجاهياً) $= 1/2$ و $3/2$ و $5/2$ و $7/2$ أو في الحالة الثانية مع $s = 1/2$ فان $J = 2 + 1/2$ (اتجاهياً) $= 3/2$ و $5/2$. لذا فتكون الحدود رباعية وهي $^4D_{1/2}$ و $^4D_{3/2}$ و $^4D_{5/2}$ و $^4D_{7/2}$ وثنائية وهي $^2D_{3/2}$ و $^2D_{5/2}$. وعلينا ان نعلم بان عدد المستويات يعطى بالحد $(2S + 1)$.



الشكل 8 - 8

مخطط المتجهات يبين تفاعل ثلاثة الكترونات

ان رسل ـ ساندرز أو اقتران LS الذي تم وصفه تواً، تصح لاعداد كبيرة من العناصر بضمنها جميع العناصر الخفيفة. ونظراً لمدى الانطباق الواسع لاقتران LS فانه أصبح يشكل الاساس في الترميز الطيفي الاعتيادي. ومع العناصر الاثقل فان الاقتران بين متجهات s المختلفة ومتجهات ℓ للالكترونات المستقلة يصبح اقل انطباقاً وعليه تكون الحاجة للحصول على المتجه j من المتجهين ℓ و s.

وتحصل حالات قصوى عندما يتحد كل من ℓ و s لكل الكترون ليكونا المحصلة j منفصلة فتضاف هذه المتجهات j سوية لجميع الالكترونات حيث سيكون لكل الكترون منفصل محصلة منفصلة أي

$$j_1 = l_1 + s_1;\ j_2 = l_2 + s_2, \text{ etc., and}$$

وهكذا . . لذا فان المحصلة النهائية تكون:

$$J = j_1 + j_2 + j_3 + \ldots = \sum j.$$

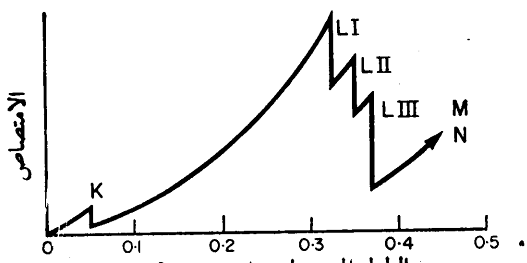
ان هذه المعالجة تعرف باقتران jj بدلاً من اقتران LS أو اقتران رسل ـ ساندرز وذلك للتمييز بينهما. ان اقتران jj النقي فقط نادر الحدوث إلا ان هناك عدة عناصر ثقيلة تمتلك اطيافاً لايمكن تفسيرها الا بدلالة كل من الاقترانين LS و jj.

8 - 7 اطياف امتصاص الاشعة السينية

مع تحسين طرق التحليل الطيفي للاشعة السينية ظهرت لخطوط طيف الاشعة السينية تركيباً دقيقاً ايضا. وهذا يعني على ان مستويات الاشعة السينية تنشطر الى مستويات اخرى وذلك بسبب البرم الالكتروني كما في حالة المستويات الضوئية. ويمكن دراسة هذه الحالة بنفس الطريقة التحليلية كما في الاطياف الضوئية ولكن بطرق مباشرة. وبصورة خاصة فان اطياف الامتصاص للأشعة السينية تمكن من ايجاد تراكيب المستويات مباشرة. ففي الاطياف الضوئية تكون اطياف الانبعاث واطياف الامتصاص متماثلة، ماعدا في حالة كون طيف الامتصاص ابسط لانه يكون عادة محدد بالانتقال من الحالة الارضية أو الحالة الواطئة الى الاعلى.

ان هذا لايعد صحيحاً مع الاشعة السينية حيث تظهر حافات الامتصاص نتيجة للتأين وليس لخطوط الامتصاص.

يمكن فحص امتصاص الاشعة السينية لمعدن ما وذلك بامرار حزمة ضيقة من الاشعة السينية خلال طبقات رقيقة منه. ويجب ان يكون طيف الاشعة السينية الساقطة مستمراً ثم يحلل بعد مروره خلال رقائق المعدن بواسطة مطياف براك للاشعة السينية. ويقرأ الطول الموجي مع وبدون وجود المادة الماصة ثم يرسم منحن بين الامتصاص والطول الموجي. وبصورة عامة يزداد الامتصاص مع الطول الموجي إلا ان عند الاطوال الموجية الحرجة يهبط الامتصاص فجأة كما في الشكل 8-9 .



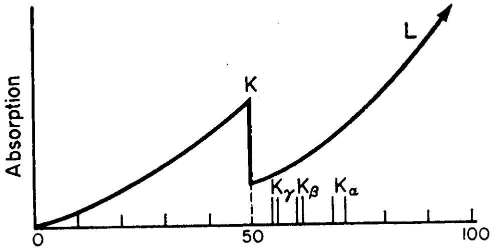
الشكل 8 - 9

طيف امتصاص الاشعة السينية (Pd, z = 46)

ويمكن تفسير ذلك بانه مع زيادة الطول الموجي، فان طاقة فوتون الاشعة السينية تصبح أصغر. وبعد حافة الامتصاص K تمتلك طاقة غير كافية تقذف الكترون في القشرة K والتي يكون فيها n = 1 . واذا استمررنا الى اطوال موجية اكبر، فان طاقة الفوتون تصبح اكثر صغراً حتى انها فجأة تكون غير قادرة على تهيج الالكترون في القشرة L عندما n = 2 . وفي الحقيقة اننا نلاحظ ثلاثة حافات امتصاص للقشرة L مما يشير الى ان هذا المستوى هو ثلاثي. وبنفس الطريقة نجد بان القشرة M تمتلك خمسة مستويات.

وبتفحص ادق للأطوال الموجية المصاحبة لحافة الامتصاص K يصبح واضحاً بانها لاتتطابق مع أي

خط في المتسلسلة K (الشكل 8 - 10) ولكن تتطابق مع حد المتسلسلة K وذلك بسبب انتزاع الكترون



الشكل 8 - 10

حافة امتصاص K (Pd, z = 46)

من القشرة K (n = 1) في الذرة الى مسافة لانهائية (n = ∞)، حيث ان العدد الموجي للفوتون الممتص يعطى بالعلاقة:

$$\bar{\nu} = R(Z-1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{\infty^2}\right) = R(Z-1)^2.$$

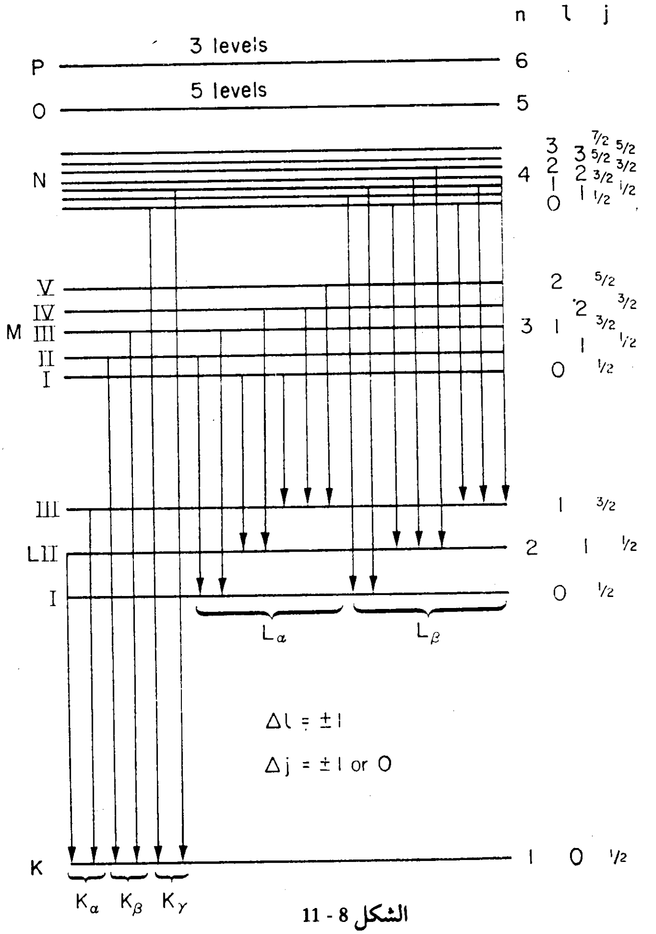
ان تفسير هذا يستند الى الحقيقة وهي ان الاشعة السينية تنشأ من انتقالات عميقة في الذرة. وسوف نرى في الفصل 10 كيف ان مبدأ باولي يحدد عدد الالكترونات التي يمكنها ان تحتل قشرات متعاقبة وعندما يحصل هذا فعلاً، فان الالكترون المتهيج يمكن فقط ان يزال بصورة كاملة من الذرة. أي ان تأثير ذلك هو انه لايمكن لأحد ان يلاحظ اي خط لطيف امتصاص للاشعة السينية لان المستويات العليا للطاقة التي يجب ان يحتلها الالكترون تكون محتلة مسبقاً.

8 - 8 تعدد مستويات الاشعة السينية

يمكن تفسير تعدد مستويات الاشعة السينية بدلالة الاعداد الكمية ℓ, n و j التي تم استعمالها فعلاً في وصف الاطياف الضوئية. وهكذا ففي حالة القشرة K، $n = 1$, $\ell = 0$ و $j = 0 + 1/2$. وفي القشرة L، n=2 يكون $\ell = 0$ أو 1 لذا فان j يأخذ القيم $j = 0 + 1/2$, $j^* = 1 - 1/2$ و $j = 1 + 1/2$ مما يفسر وجود ثلاثة مستويات. اما القشرة M التي يكون فيها n = 3 فيكون $\ell = 0,1$ أو 2. وهذا يتضمن وجود خمسة مستويات لـ j كما يلي: $j = 2 \pm 1/2$ و $j = 1 \pm 1/2$ و $j = 0 + 1/2$. ان الشكل 8 - 11 يوضح مستويات الاشعة السينية المختلفة المصاحبة للقشرات L, K و M وتشير الى كيفية نشوء متسلسلات خطوط الاشعة المختلفة. وسوف نرى كيف ان متسلسلات K تكون جميعها ثنائية بسبب تأثير قواعد الانتخاب $\Delta j = \pm 1,0$ وايضاً $\Delta \ell = \pm 1$. اما المتسلسلات L و M فانها تظهر فقط للذرات الاكبر وتمتلك تركيبا اكثر تعقيداً بكثير. وعلى النقيض من الاطياف الضوئية فانه يكون جدير بالملاحظة بان جميع الذرات تعطي نوعاً مشابهاً من اطياف الاشعة السينية، ويتوقف ذلك على حجم الذرة. لذا فان طيف الاشعة السينية يكون اكثر بساطة من الاطياف الضوئية.

---

* $j = -1/2$ ليس له معنى.



الشكل 8 - 11

التركيب الدقيق لمستويات الطاقة للاشعة السينية

8 - 9 البرم النووي

ان فحص خطوط الاطياف الضوئية بمساعدة المحللات الطيفية ذات قوة تفريق كبيرة جداً أو اجهزة التداخل غالباً مايكشف تركيباً متقارباً جداً يدعى التركيب فوق الدقيق. لقد شاهدنا تواً ان التركيب فوق الدقيق لمثل هذا النوع يمكن ان ينشأ من وجود النظائر ولكن التركيب فوق الدقيق يمكن ملاحظته ايضاً في الخطوط الطيفية للعناصر المعروفة بانها تتكون من نظير واحد. اضافة الى ذلك فان التراكيب لاتبدو انها ذات علاقة منتظمة بالجدول الدوري. ولذلك تبدو من غير المحتمل انها ناتجة عن طبيعة التركيب الالكتروني الخارجي للذرة. لقد اقترح باولي في سنة 1924 ان هذه التراكيب فوق الدقيقة يمكن ان تعزى الى النواة التي جعلها مرتبطة مع الزخم الزاوي I، مقدراً بوحدات $h / 2\pi$ كما للألكترون. ان I هو عدد كمي آخر يعرف بالعدد الكمي للبرم النووي ويضم اتجاهيا مع J ليعطى F العدد الكمي فوق الدقيق لكي يكون:

$$F = J + I$$

ان اعطاء حساب مفصل لتحليل التراكيب فوق الدقيقة هو خارج نطاق هذا الكتاب ولكن المهم ان ندرك بان النواة تمتلك برماً ناتجاً من بروم جسيماتها، ولهذه الخاصية اهمية كبيرة في دراسة التركيب النووي.

لقد رأينا كيف ان انشطار التركيب الدقيق لمستويات الطاقة يعتمد على العزم المغناطيسي المصاحب للألكترون، والذي سوف نراه في الفصل القادم انه معطى بالعلاقة التالية:

$$\sigma_s = \frac{h}{2\pi}\,\frac{e}{2m}$$

حيث e و m هي الشحنة الالكترونية والكتلة الالكترونية ان التركيب فوق الدقيق ينشأ من التفاعل المغناطيسي لعزم النواة المغناطيسي مع الالكترون. ويعطى العزم النووي المغناطيسي بالعلاقة:

$$\sigma_N = g\,\frac{Ih}{2\pi}\,\frac{e}{2m_p}$$

حيث ان g هو ثابت $(g \simeq 1)$ و m_p هو كتلة البروتون. وللبروتون $g = 2$ و $I = 1/2$ لذا يكون لدينا:

$$\sigma_N/\sigma_s = m/m_p = 1/1840.$$

ولذلك يبدو معقولاً ان نتوقع ان يكون معدل القياس للتراكيب فوق الدقيق حوالي 1 / 2000 من مقياس التراكيب الدقيقة الذي يجعل من الضروري استخدام قوة تفريق اكبر عند دراسة التراكيب فوق الدقيقة.

مسائل

(المسائل المؤشرة بعلامة نجمة قد تم حلها بصورة كاملة في نهاية الفصل)

8 - 1 اشرح لماذا تكون مستويات الطاقة للعناصر في المجموعة الاولى من الجدول الدوري ثنائية، بينما تلك التي في المجموعة الثانية اما ان تكون احادية او ثلاثية. تعطى الاعداد الموجية $\bar{\nu}$ لعنصر المغنيسيوم بوحدات (mm^{-1}) للسلسلة الاساسية (3S - mp) وللسلسلة الحادة (3P - mS) الثلاثية بالصيغ التالية:

$$\bar{\nu} = 2047 - m^3P$$
$$\bar{\nu} = 3976 - m^3S$$
$$\bar{\nu} = 3980 - m^3S$$
$$\bar{\nu} = 3982 - m^3S$$

احسب الاطوال الموجية الثلاثية للعدد الأول من المتسلسلة الحادة الثلاثية.

الجواب: (516.8, 517.2, 518.4 nm)

* 8 - 2 المتسلسلات التالية (mm^{-1}) قد تم مشاهدتها في طيف السيزيوم. ارسم مخطط لمستوى الطاقة بالقياس (تقريباً) مبيناً كيف ان هذه المتسلسلات تنشأ وعين المستويات المشمولة. افرض ان الحد الاعمق يقع عند $3140\ mm^{-1}$:

A	B	C
276·8	680·5	1118·1
286·6	735·9	1173·6
332·2	1258·8	2177·1
1086·0	1314·2	2195·2
1090·3	1518·2	2571·6
1141·4	1573·6	2579·7
1432·0	1657·1	2764·4
1434·1	1712·6	2768·9
1487·4		

(حيث ان B هي السلسلة الحادة، C هي الاساسية و A هي الممتصة).

8 - 3 فسر نتائج عمل موزلي على اطياف الاشعة السينية بدلالة نظرية بور الذرية. اشرح اهمية هذه النتائج بدلالة الجدول الدوري للعناصر. اذا كان حد الامتصاص K لليورانيوم هو 10.7 pm، اوجد فرق الجهد الادنى المطلوب عبر انبوبة الاشعة السينية لتهييج السلسلة K.

الجواب: (116kv).

8 - 4 اذا كان حد الامتصاص K للبلاتين هو 15 pm أوجد فرق الجهد الادنى الذي يجب ان يستعمل عبر انبوبة الاشعة السينية لتهيج السلسلة K. الجواب: (90·5 kV)

8 - 5 باستعمال النموذج الاتجاهي، اوجد القيم الممكنة للزخم الزاوي الكلي لالكترون f.

الجواب: ($j = 5/2$ و $7/2$)

8 - 6 استعمل النموذج الاتجاهي للذرة لايجاد القيم الممكنة للزخم الزاوي الكلي لذرة صوديوم عندما يكون العدد الكمي الرئيسي $n = 3$. ارسم مخطط لمستوى الطاقة وأوضح الانتقالات التي تتوقع حصولها.

الجواب: ($^2S_{1/2}$, $^2P_{1/2}$, $^2P_{3/2}$, $^2D_{3/2}$, $^2D_{5/2}$)

8 - 7 تذكر بان الزخوم الزاوية المرافقة لـ s, ℓ و j هي بالتعاقب:

$$[l(l+1)]^{1/2}h/2\pi,\ [s(s+1)]^{1/2}h/2\pi \text{ and } [j(j+1)]^{1/2}h/2\pi,$$

ارسم مخططات اتجاهية لتمثل نوع الحدود المتوقعة بالسؤال السابق. احسب الزوايا بين المتجهات ℓ و s في كل حالة. الجواب: (غير ممكنة للحد s؛ 66° و 144.6° و 61.9° و 135°)

8 - 8 يتكون نظام الكتروني ثنائي من الكترون p والكترون d. اوجد القيم الممكنة للزخم الزاوي المداري الكلي باستعمال صيغة الميكانيك الموجي للعد الكمي ℓ.

الجواب: $[(1\times2)^{1/2}, (2\times3)^{1/2}, (3\times4)^{1/2}]$

8 - 9 احسب الزوايا بين الزخوم الزاوية المدارية في المسألة 8 - 8

الجواب: (80·4°, 94·8°, 104·5°)

8 - 10 افرض اقتران LS (راسل ـ ساندرز) في المسألة 8 - 8 تنبأ بالحدود واحسب الزخم الزاوي الكلي المرافق لكل حد.

الجواب: [النظام الاحادي $^1P_1$, $(1\times2)^{1/2}$; $^1D_2$, $(2\times3)^{1/2}$; $^1F_3$, $(3\times4)^{1/2}$.

النظام الثلاثي $^3P_0$, 0; $^3P_1$, $(1\times 2)^{1/2}$; $^3P_2$, $(2\times 3)^{1/2}$; $^3D_1$, $(1\times 2)^{1/2}$; $^3D_2$, $(2\times 3)^{1/2}$; $^3D_3$, $(3\times 4)^{1/2}$; $^3F_2$, $(2\times 3)^{1/2}$; $^3F_3$, $(3\times 4)^{1/2}$; $^3F_4$, $(4\times 5)^{1/2}$]

حل لمسألة

8 - 2 بما ان الفاصل بين كل زوج من الخطوط في السلسلة B ثابت ويساوي $55.4\ mm^{-1}$ لذا يمكننا ان نفرض بان هذه جميعاً تكون مستندة على مستوى الطاقة الذي هو ثنائي. والمستويات الاخرى المشمولة يجب ان يكون كل منها احادي. ولذلك فان السلسلة B يجب ان تكون مقابلة للسلسلة الحادة. مع المتسلسلة C يبدأ الفصل بـ $55.4\ mm^{-1}$ ولكن يتناقص بسرعة كلما اتجهنا اسفل العمود. ويمكن تفسير هذا بصورة احسن بافتراض ان الخطوط تستند الى مستوى طاقة احادي. ان المستويات العليـا فقط تنشطر، والانشطار يصبح اصغر كلما اتجهنا الى مستويات اعلى. بما ان المستوى الاوطأ هو احادي اي انه مستوى s فالمتسلسلة هي المتسلسلة الرئيسية.

ان A تتكون من ثلاثة مجاميع ثلاثية، الاعضاء الخارجية من كل ثلاثية لها نفس الفاصلات، $55.4\ mm^{-1}$، بينما العضوان الاثنان الاولان يصبحان اقرب كلما اتجهنا اسفل العمود. تنشأ هذه الخطوط من الانتقالات بين اثنين من المستويات المنشطرة، والاسفل يكون نفسه لـ B وان المستويات الأعلى تصبح أقرب كلما نتجه الى حدود أعلى. وحسب قاعدة الانتقاء للعدد الكمي j فان عدد الخطوط الملاحظة يتحدد بثلاثة فقط.

الفصل 9

التأثيرات المغناطيسية

9- 1 المغناطيس في المجال غير المنتظم

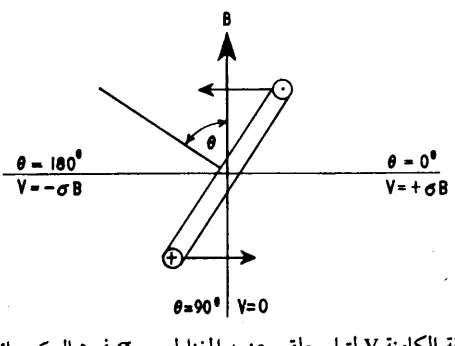
لقد بين الفصل السابق كيف ان دراسة مفصلة للتركيب الدقيق للأطياف الخطية ادت الى اكتشاف برم الالكترون.

في هذا الفصل نفرض ان كل الكترون يمتلك زخماً زاوياً مســـاوياً الـــى $(1 / 2)h /(2\pi)$، وعزماً مغناطيسياً σ ايضاً، الذي يجب ايجاد قيمته الان. ان الدليل المباشر على وجود هذا العزم المغناطيسي هو التغيير الذي يحصل في الاتجاه في المجال المغناطيسي، كما تأكد ذلك من تجربة ستيرن ـ كيرلاك التي اجريت في 1921. ان هذه التجربة تقيس العزم المغناطيسي للذرة ككل، ولم يصبح ذلك واضحاً الا بعد بضع سنوات على ان العزم المغناطيسي هذا يسببه الالكترون. ان الذرات التي تم اختبارها والتي هي في الحالة الارضية تمتلك زخماً مدارياً صفرياً.

ان كل العزم المغناطيسي للذرة يمكن اذاً ان يعزى الى برم احد الكتروناتها. لقد استخدمت لهذه الغاية ذرات الهيدروجين، الليثيوم، الصوديوم، البوتاسيوم، النحاس، الفضة والذهب.

في مثل هذه الذرات تكون حركة الالكترون مكافئة الى سريان تيار كهربائي في حلقة دائرية من سلك لذا فانها تمتلك خصائص مغناطيسية تبعاً لذلك، وانها تتصرف كقطبي مغناطيس وانها تعاني من قوتين متساويتين ومتعاكستين عندما توضع في مجال مغناطيسي منتظم. لذلك فان محصلة القوة تكون صفراً فالذرة لاتزاح. ولكن عندما توضع في مجال مغماطيسي غير منتظم فان مثل هذه الذرة تعاني من محصلة قوة تتناسب مع نسبة الزيادة والنقص في المجال المغناطيسي. ان الطاقة الكامنة لتيار الدائرة الكهربائية (الشكل 9 - 1) للعزم المغناطيسي σ والتي محورها في زاوية θ لمجال مغناطيسي كثافة دفقه B يعطى بالعلاقة:

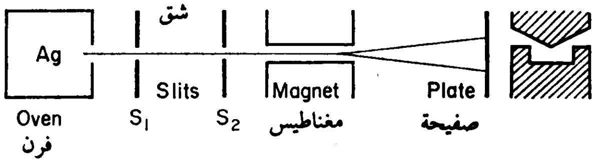
$V = \sigma B \cos \theta$. وان القوة الميكانيكية X في اتجاه x تكون $X = -dV/dx = -d/dx\ (\sigma B \cos \theta)$. وهذه تكون صفراً عندما تكون B ثابتة وفقاً للمنطق الفيزياوي اعلاه، ولكن ميل $(dB / dx)\ (\sigma \cos \theta)$ في مجال مغناطيسي غير منتظم يصبح dB / dx.



الشكل 9 - 1 الطاقة الكامنة V لتيار حلقي عزمه المغناطيسي σ في مجال كهربائي كثافة دفقه B

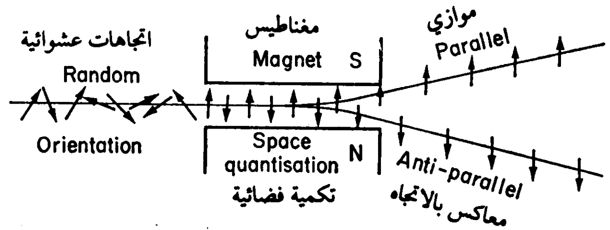
9 - 2 تجربة شتيرن ـ كيرلاك

في التجربة الاصلية، شحنت الفضة في فرن حيث انبثق مجرى من ذرات الفضة التي تمتلك سرعات تبعاً لدرجة حرارة الفرن. حيث ان S_1 و S_2 هما شقان طوليان (الشكل 9 - 2) يساعدان على حصول حزمة ضيقة جداً والتي من ثم تمر بين قطبي المغناطيس.



الشكل 9 - 2 جهاز ستيرن ـ كيرلاك

لقد قطعت الاقطاب لتعطي انحداراً كبيراً جداً للمجال المغناطيسي dB / dx. تم تفريغ الجهاز باكمله الى ضغط واطىء بما فيه الكفاية ليتسنى لذرة الفضة ان تقطع كل الطول بدون اصطدام. فيصبح متوسط المسار الحر اكبر من طول الجهاز. ظهرت العزوم المغناطيسية لذرات الفضة خارج المجال المغناطيسي متجهة بصورة عشوائية كما في الشكل 9 - 3. وعند دخول المجال المغناطيسي تصبح العزوم



الشكل 9 - 3 توضيح لتجربة ستيرن ـ كيرلاك

المغناطيسية متجهة بصورة موازية ومعاكسة الى اتجاه المجال. ويقال في هذه الحالة بان الذرات مكماة فضائياً. والذرات ايضا تعاني من محصلة القوة بسبب انحدار المجال المغناطيسي الكبير، وان اتجاه القوة يعين بالاتجاه الذي يتخذه العزم المغناطيسي بالنسبة الى المجال المغناطيسي. وتحت تأثير هذه القوى المتعاكسة تنفصل الذرات وتتحرك في اتجاهين وتسجل كترسبات منفصلة على الصفيحة كما مبين في الشكل 9 - 2. ان هذه التجربة لم تعط الدليل على وجود البرم الالكتروني فقط بل واعطت ايضاً تكمياً فضائياً في المجال المغناطيسي. انه جدير ان نتذكر من الفصل السابق كيف ان برم الالكترون قد اعتبر موازياً أو معاكساً للمجال المغناطيسي الناشىء من حركته الدورانية، بحيث يكون الزخم الزاوي الكلي $(L \pm 1 / 2) h / 2\pi$، بينما تسمح الفيزياء الكلاسيكية للذرة بان تأخذ اية زاوية مع المجال المغناطيسي. وفي الحقيقة تعد الاستنتاجات المستحصلة من هذه التجربة دعماً حاسماً للفيزياء الكمية وليست للفيزياء الكلاسيكية.

9 - 3 العزم المغناطيسي للألكترون

لقد تم الحصول على معلومات اضافية حول العزم المغناطيسي للالكترون من دراسة تأثير زيمان الذي اكتشف في 1896. قبل الاستمرار في مناقشة هذا يجب ان نربط بين العزم المغناطيسي والزخم الزاوي

للألكترون في الذرة. وللسهولة سوف تقتصر مناقشتنا على المدارات الدائرية (الشكل 9 - 4). ان حركة الكترون في مثل هذا المدار تكافىء الى نشوء تيار كهربائي، لذا فان هذا النظام يؤول الى مايشابه كثيراً بدائرة تيار مغناطيسية. يعطى الزخم الزاوي بالعلاقة:

$$I\omega = mr^2\omega = p = \text{constant}$$

حيث I هو عزم القصور الذاتي للألكترون حول مركز الدائرة، ω هي السرعة الزاوية، m هي الكتلة المختزلة للألكترون، r نصف قطر المدار و P الزخم الزاوي.
لذلك فان:

$$p = mr^2\frac{2\pi}{T} = \frac{2mA}{T}$$

حيث ان A هي مساحة المدار الدائري و T هو الزمن المستغرق من قبل الالكترون ليـدور دورة كهربائية واحدة في مدارها. ان دوران الالكترون بهذه الطريقة يكافىء تياراً كهربائياً مقداره i = e / T حيث ان e هي شحنة الالكترون والعزم المغناطيسي σ لدائرة التيار هو:

$$\begin{aligned} \sigma &= Ai \\ &= \frac{pTi}{2m} \\ &= p\frac{e}{2m} \\ &= \tfrac{1}{2}ver \end{aligned}$$

حيث v هي السرعة الخطية للألكترون.
وللحركة المدارية لالكترون يكون: $p = lh/2\pi$

ويمكننا ان نكتب: $\sigma_l = \frac{lh}{2\pi}\frac{e}{2m}$

حيث σ_l هو العزم المغناطيسي الناشىء من الحركة المدارية للألكترون. من المحتمل ان نتوقع بانه يمكن الحصول على العزم المغناطيسي لالكترون $\sigma_s = (1/2)h/2\pi(e/2m)$ من الزخم الزاوي وذلك بطريقة مشابهة. ولكن من دراسة تأثير زيمان يظهر ان هذا هو ليس صحيحاً لان العزم المغنـاطسي لالكترون في الحقيقة هو اكبر بمرتين حيث انه يساوي:

$$\sigma_s = 2 \times \tfrac{1}{2}\frac{h}{2\pi}\frac{e}{2m}.$$

من النظرة الاولى قد تبدو هذه نتيجة مدهشة يجب ان نتذكر، على أي حال، ان في التحليل اعلاه لـ σ_l قد فرضنا الشحنة بانها تجري في حلقة دائرية. ويمكننا الان فقط ان نقول بان الالكترون يظهر زخماً

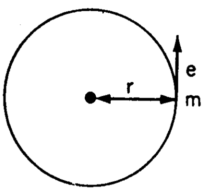
زاوياً ميكانيكيا هو $(1/2)h/2\pi$ وعزماً مغناطيسياً يساوي :

$$2 \times \tfrac{1}{2}\frac{h}{2\pi}\,\frac{e}{2m}.$$

ان مكنيتون بور μ_B هو الوحدة الطبيعية التي فيها نقيس العزوم المغناطيسية الذرية ويعطى بالعلاقة :

$$\begin{aligned}\mu_B &= \frac{h}{2\pi}\,\frac{e}{2m}\\ &= \frac{(6{\cdot}625\times10^{-34})}{2\pi}\times\frac{(1{\cdot}602\times10^{-19})}{(2\times9{\cdot}108\times10^{-31})}\\ &= 9{\cdot}2732\times10^{-24}\ \mathrm{J\ T^{-1}}.\end{aligned}$$

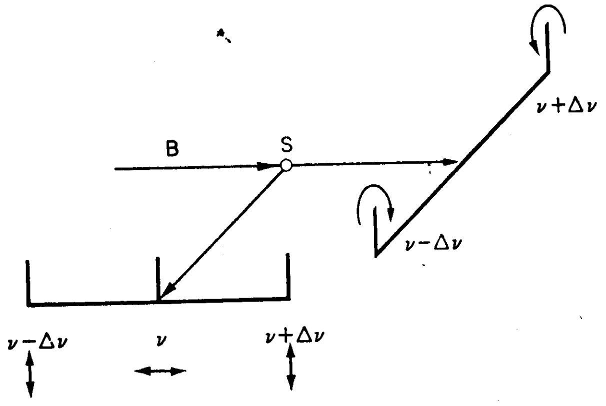
ان تياراً حلقياً عزمه المغناطيسي μ مكنيتونات بور عندما تكون في مجال مغناطيسي كثافة دفقه B تسلا يعاني اعظم مزدوج μB نيوتن. متر. وفي بعض الاحيان يكتب مكنيتون بور $\mu^-_B = h/2\pi\,(\mu_0 e/2m)$ والذي يمتلك قيمة عددية هي 1.165×10^{-29} ويبر. متر. عندما يوضع تيار حلقي عزمه المغناطيسي μ^- (يقاس بوحدات μ^-_B) في مجال مغناطيسي شدته H امبير لفّه / متر فان اعظم مزدوج يمكن ان يعانيه هو μH نيوتن. متر. ومن العلاقة بين B و H من جهة وبين μ_B و μ'_B من جهة اخرى نجد بان التعبيرين متكافئان.



الشكل 9 - 4 الكترون يتحرك في مدار دائري

9 - 4 تأثير زيمان

في 1896 وجد انه عند وضع لهب الصوديوم بين قطبي الكترومغناطيس قوي حدث تعرضاً في الخطوط الطيفية. لقد فسر لورنتز هذه الظاهرة بدلالة نظريته الالكترونية الكلاسيكية للمادة على فرض بان الحركة الدورية للشحنات الكهربائية داخل الذرة قد تحورت من قبل المجال المغناطيسي. وهذا بدوره يسبب حدوث ترددات اضافية للاشعاع بحيث ان كل خط طيفي ينشطر الى عدد من المركبات. لقد تنبأت النظرية الكلاسيكية بنفس الظاهرة عندما وضع مصدر ضوئي s (الشكل 9 - 5) في مجال مغناطيسي كثافة دفقه B. وظهر عند النظر عمودياً على المجال بان لكل خط طيفي ترددين هما $\nu+\Delta\nu$ و $\nu-\Delta\nu$ اضافة الى الخط الاصلي الذي تردده ν. كما وظهر عند النظر موازيا لاتجاه المجال المغناطيسي كلا الترددين ولكن بدون التردد الأصلي وكانا مستقطبين طبقا للمخطط 5.9 وتم تأكيد ذلك من قبل زيمان مباشرة.



الشكل 9 - 5 تأثير زيمان

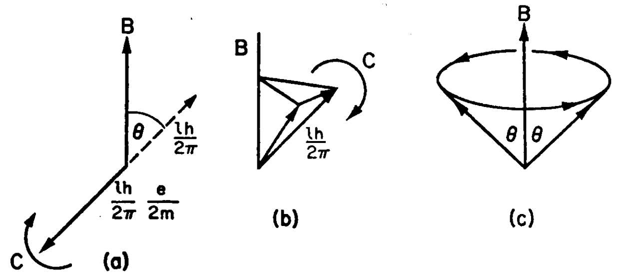
لقد بين لورنتز ايضا بان $\Delta\nu = Be/4\pi m$ حيث e، m هي على التعاقب الشحنة والكتلة الالكترونية. ومثل هذه الثلاثية لوحظت مباشرة في الاطياف المنفردة للكادميوم والزنك. وبمعرفة $\Delta\nu$ و B امكن ايجاد قيمة e / m. هذا هو اول قياس لـ e / m حيث يتفق جيدا مع القيمة التي نشرت بعد ذلك من قبل ثومسون. كما وضحت ايضا بان الالكترونات السالبة الشحنة في الذرة كانت مسؤولة عن الاشعاع.

وقد وجد ايضاً ان خطوطاً طيفية قليلة جداً انشطرت الى ثلاثيات بسيطة طبقاً لنظرية لورنتز. وان معظم الخطوط اظهرت مركبات اكثر وامتلكت ازاحات تختلف من $\Delta\nu$ كما حسبت في اعلاه. ان خطوط الصوديوم في 589.0 و 589.6 والتي بواسطتها لوحظ تأثير زيمان الشاذ ولو انه كان الاكثر شيوعاً على الاطلاق.

ان الشرح الذي اعطي في الملحق C وجب عليه ان ينتظر نشوء النظرية الكمية وتطور مفهوم البرم الالكتروني تقريباً بعد ذلك بثلاثين سنة. انه يكفي في هذه المرحلة ان ندرك بان تأثير زيمان الشاذ ينشأ لان العزم المغناطيسي لبرم الالكترون $(h / 2\pi)(e / 2m)$ بدلاً من $(1 / 2)\, h / 2\pi\, (e / 2m)$ بينما تأثير زيمان البسيط يحصل عندما يكون برم الالكترون الصافي صفراً.

9 - 5 شرح تأثير زيمان بدلالة النموذج الاتجاهي

ان شرحاً لتأثير زيمان البسيط سوف يعطى بدلالة النموذج الاتجاهي بدلاً من نموذج لورنتز الكلاسيكي. بما اننا مهتمون بالتأثر البسيط لذا فاننا نحتاج فقط ان نعتبر الزخم الزاوي المداري $\ell h / 2\pi$ (الشكل 9 - 6(a)) وعزمه المغناطيسي المصاحب $(\ell h / 2\pi)(e / 2m)$ المرسوم باتجاه معاكس لان الشحنة الالكترونية سالبة.



الشكل 9 - 6 تفاعل العزم المغناطيسي مع مجال مغناطيسي خارجي

هذا العزم المغناطيسي يتفاعل مع المجال المغناطيسي الذي كثافة دفقه B وينشأ بذلك مزدوجاً C الذي يعطى بالعلاقة:

$$C = B\,\frac{lh}{2\pi}\,\frac{e}{2m}\,\sin\theta.$$

وهذا بدوره ينتج تغيراً في الزخم الزاوي طبقاً لقانون نيوتن الثاني في الحركة متذكرين بان ℓ هو متجه بحيث ان:

$$C = \frac{d}{dt}\left(\frac{lh}{2\pi}\right).$$

ان تغيير الزخم المنتج هذا يكون عمودياً على $\ell h / 2\pi$ لكي يكون اتجاه المتجه $\ell h / 2\pi$ قد تغير وليس مقداره (الشكل 9 - 6(b)). تكون هذه العملية مستمرة، وان محور المزدوج يكون دائماً عمودياً على محور الزخم الزاوي. ولذلك فان متجه الزخم يتقدم حول اتجاه المجال المغناطيسي بحيث ان المتجه يرسم سطحاً مخروطياً بزاوية نصف عمودية θ. (الشكل 9 - 6(c)). ان هذا مماثل للبرم الجايروسكوبي الذي يكون محوره بزاوية θ مع العمود تحت تأثير مجال الجذب الارضي.

وبالرجوع لمخطط المتجهات في الشكل 9 - 7 يكون لدينا:

$$\delta\phi = \frac{\delta\,(lh/2\pi)}{lh/2\pi\,(\sin\theta)}.$$

فالسرعة الزواية الدورانية ω تعطى كما يلي:

$$\omega = \frac{d\phi}{dt} = \frac{d(lh/2\pi)/dt}{(lh/2\pi)\sin\theta}$$

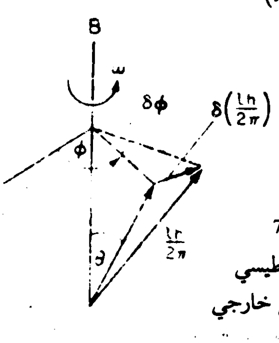
وبما ان:

$$\omega = \frac{d\phi}{dt} = \frac{d(lh/2\pi)/dt}{(lh/2\pi)\sin\theta}$$

$$C = \frac{d}{dt}\,(lh/2\pi) = B\,(lh/2\pi)\,(e/2m)\,\sin\theta$$

$$\omega = \frac{B\,(lh/2\pi)\,(e/2m)\sin\theta}{(lh/2\pi)\,\sin\theta} = \frac{Be}{2m}$$

والتي هي سرعة لارمور الدورانية.

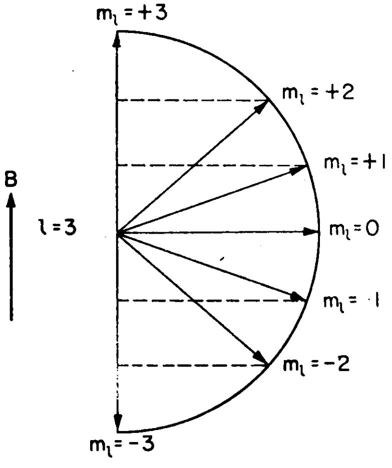


الشكل 9 - 7
دوران العزم المغناطيسي
في مجال مغناطيسي خارجي

وهكذا لدينا السرعة الزاوية الدورانية بدلالة المجال المغناطيسي و (e / m). في الواقع ان السرعة الزاوية للنظام الذري حول اتجاه المجال المغناطيسي قد تغيرت بمقدار $\omega = Be / 2m$. وهذا يؤدي الى نشوء حالتين طاقيتين من الاصلية. ان التغيير في الطاقة يعطى بالتعبير $\Delta E = \frac{1}{2} I_B(\omega_B^2 - \omega_0^2)$ حيث ω_B, ω_0 هي السرعة الزاوية حول اتجاه B مع وبدون وجود المجال المغناطيسي و I_B هو عزم القصور الذاتي حول المحور الموازي الى B. من هذا نرى ان:

$\Delta E = \frac{1}{2} I_B(\omega_B + \omega_0)(\omega_B - \omega_0)$ وبما ان التغيير في السرعة الزاوية ω صغير مقارنة مع ω_B أو ω_0 لذا يجوز ان نكتب $\omega_B + \omega_0 \simeq 2\omega_0$ و $\omega_B - \omega_0 = \omega$ لكي يكون $\Delta E = I_B \omega_0 \omega = I_B \omega_0\, Be/2m.$

ان تجربة ستيرن ـ كيرلاك قد بينت ان مغناطيساً ذرياً في مجال مغناطيسي معرض الى تكمّي فضائي بحيث انه يمكن ان يوضع فقط بزوايا متميزة معينة بالنسبة الى اتجاه المجال المغناطيسي. ان التكمّي الفضائي بجوز ان يمثل تخطيطاً للقيمة $\ell = 3$ كما مبين في الشكل 9 - 8.



الشكل 9 - 8 مثال على تكميم الفضاء

ان الاتجاهات تعطى بالعلاقة $\cos\theta = m_\ell / \ell$ حيث ان m_ℓ هو عدد صحيح يعرف بالعدد الكمي المغناطيسي والذي يمكن ان يأخذ جميع القيم الصحيحة بين $+\ell$ و $-\ell$.

بما ان الزخم الزاوي المداري هو $\ell h / 2\pi$، فان المركبة للزخم الزاوي المداري الموازية الى المجال المغناطيسي B وتعطى بالعلاقة:

$$I_B \omega_0 = \frac{m_l h}{2\pi} = \frac{lh}{2\pi} \cos\theta.$$

لذلك فان قيم الطاقة المقابلة تكون:

$$\Delta E = \frac{m_l h}{2\pi} \cdot \frac{Be}{2m}.$$

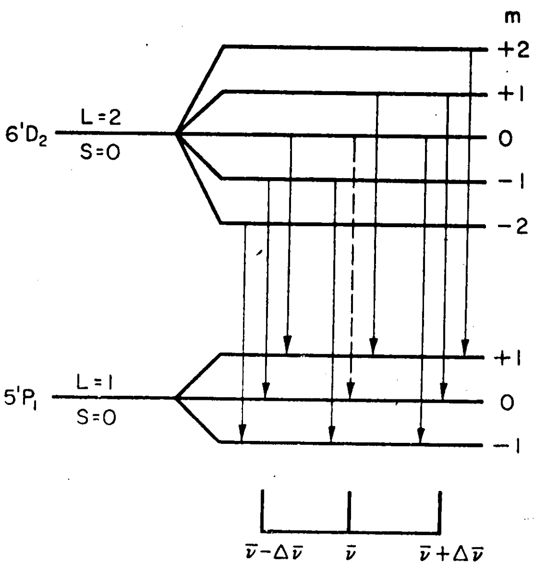
ويتذكر ان خطاً طيفياً ينشأ من انتقال بين حالتين طاقيتين، ولندع E''_0 و E'_0 تكون حالات الطاقة بدون المجال المغناطيسي وان E''_B و E'_B تكون حالات الطاقة عندما يسلط مجال مغناطيسي. ويمكننا الان ان نكتب:

$$E'_B = E'_0 + \Delta E' = E'_0 + (m'_l h/2\pi)\ Be/2m$$
$$E''_B = E''_0 + \Delta E'' = E''_0 + (m''_l h/2\pi)\ Be/2m$$
$$\therefore \quad h\nu_B = E'_B - E''_B = E'_0 - E''_0 + (m'_l - m''_l)\ (h/2\pi)\ Be/2m$$
$$\therefore \quad h\nu_B = h\nu_0 + (\Delta m_l h/2\pi)\ Be/2m$$

حيث Δm_l هو التغيير في العدد الكمي المغناطيسي m_l و ν_0 هو التردد للخط قبل تسليط المجال المغناطيسي B. ان النظرية الكمية تحدد قيم Δm_l الى ± 1.0 و 0.

9 - 6 تأثير زيمان للكادميوم الخط 643.8 nm

ان الطريقة التي بواسطتها يصبح الخط المنفرد ثلاثياً بتسليط مجال مغناطيسي سوف يوضح بدراسة الخط الاحمر للكادميوم الذي طول موجته 643.8 nm. لهذا الخط يكون برم الالكترونين متعاكسين بحيث ان محصلة البرم تكون صفراً معطية بذلك حدود مفردة. ان الانتقال يحصل بين الحالات $6\,^1D_2$ و $5\,^1P_1$.



الشكل 9 - 9 تأثير زيمان البسيط لخط الكادميوم عند 643.8 nm

للحالة القصوى L = 2 و m_l تأخذ القيم 2+، 1+، 0، 1−، 2− كما مبين في الشكل 9 - 9، بينما في الحالة السفلى L = 1 و m_l تأخذ القيم 1+، 0، 1−. ان الفاصل بين المستويات بالاعداد الموجية يعطى بالمعادلة:

$$\Delta\bar{\nu} = \bar{\nu}_B - \bar{\nu}_0 = (\Delta m_l/2\pi)\ Be/2mc$$

حيث ان c هي سرعة الضوء. وان الفاصل لذلك يكون نفسه للمستويات العليا والسفلى. فالانتقالات تحصل طبقاً للشروط الكمية كما مبينة. وبسبب المساواة في الفواصل فان جميع الانتقالات التي يكون فيها $\Delta m_\ell = +1$ تتطابق لتعطي الخط في $\bar{\nu} - \Delta\bar{\nu}$. وبالمثل لتلك القيم $\Delta m_\ell = 0$ و $\Delta m_\ell = -1$ فانها تنتج الخطوط في $\bar{\nu}$ و $\bar{\nu} + \Delta\bar{\nu}$ على التوالي. ولـ $\Delta m_1 = 0$ يوجد هناك انتقالان فقط لان تلك التي تقابل الى $m'_\ell = 0$ والى $m''_\ell = 0$ تكون مستثناة بالنظرية الكمية.

ان محصلة البرم الالكتروني تؤدي الى فواصل مختلفة في المستويات العليا والسفلى وانه سوف يكون واضحاً في هذه المرحلة بان هذا سيعطي عدة مركبات اكثر من ثمان في هذه الحالة الخاصة. وهكذا فان تأثير زيمان لايوفر فقط طريقة بصرية لقياس e / m لكن ايضا يبين ان العزم المغناطيسي لالكترون يكون مرتين اكبر مما تقترح النظرية البسيطة. انه من المفيد تشخيص نوع المسلسلات الطيفية حيث ان لكل خط في المجموعة نفس النمط المميز.

مسائل

(المسائل المؤشرة بنجمة قد تم حلها بصورة كاملة في نهاية الفصل)

9 - 1 صف طبيعة تأثير زيمان. اشرح كيف ان التأثير البسيط يمكن ان يفسر بدلالة المدارات الالكترونية الدائرية عندما يكون المجال المغناطيسي عمودياً على مستوى المدار.

يُظهر خط الكالسيوم 422.7 nm نمط زيمان بسيط في مجال مغناطيسي 3 تسلا. احسب (a) الفرق في التردد بين المركبات المزاحة وغير المزاحة، (b) الفرق في الطول الموجي بين هذه المركبات.

الجواب: (42·2 GHz, 25·2 pm)

9 - 2 صف واشرح تجربة ستيرن - كيرلاك ووضح اهميتها في الفيزياء الذرية. احسب القوة الميكانيكية والتعجيل لذرة بوتاسيوم تتحرك في مجال مغناطيسي غير منتظم والتي عزمها المغناطيسي يكون كلياً بسبب البرم لالكترون منفرد. الوزن الذري للبوتاسيوم هو 39 وكثافة الدفق المغناطيسي يتغير بمعدل 10 تسلا/ملم.

الجواب: (0·103 aN, 1·58 Mm/sec^2)

9 - 3 احسب القوة الميكانيكية والتعجيل لذرة الفضة عزمها المغناطيسي يكون كلياً بسبب برم الكترون منفرد. كثافة الدفق المغناطيسي تتغير بمعدل 10 ويبر / متر مربع لكل ملم.

الجواب: ($1·03 \times 10^{-19}$ newtons, $0·57 \times$ Mm/sec^2)

*9 - 4 ينشطر الخط الاحمر للكادميوم الى ثلاثة اجزاء منفصلة بالتردد 120 MHz عندما يوضع المصدر في مجال مغناطيسي كثافة دفقه 8.6 ميليتسلا، وان الضوء قد تمّ فحصه باتجاه عمودي على المجال المغناطيسي. احسب نسبة الشحنة الى الكتلة (e / m) للألكترون.

الجواب: ($1·76 \times 10^{11}$ coulomb/kg)

9 - 5 في مجال مغناطيسي كثافة دفقه 2 تسلا ينشطر خط الكالسيوم $^1D_2 - {}^1P_1$ في $\lambda = 732.6\,nm$ الى ثلاث مركبات مفصولة بالتردد 2.8×10^{10} Hz. جد نسبة الشحنة الى الكتلة للالكترون.

الجواب $(1.77 \times 10^{11}$ coulomb / kg$)$

9 - 6 في خط ما يظهر نمط زيمان بسيط في مجال مغناطيسي. احسب الانشطار الكلي باعداد موجية لمجال مغناطيسي كثافة دفقة وحدة واحدة.

الجواب: $(0.94\, m^{-1}$ per tesla$)$

9 - 7 حزمة ضيقة من ذرات الفضة في فرن بدرجة حرارة 1500°K تمر خلال مجال مغناطيسي غير منتظم في تجربة ستيرن ـ كيرلاك باتجاه عمودي على الانحدار الاقصى للمجال. احسب الزاوية التي تنحرف الحزمة خلالها بالمسار 100 ملم بين قطع الاقطاب اذا تتغير كثافة الدفق المغناطيسي بمعدل 10 تسلا بالملمتر علماً بان ثابت بولتزمان هو $(1.38 \times 10^{-23}$ Joule. deg°C$^{-1})$

الجواب: $(2.5 \times 10^{-2}$ radians$)$

9 - 8 احسب القيمة العددية لمكنيتون بور

الجواب: $(9.27 \times 10^{-24}\, JT^{-1})$

حل لمسألة

9 - 4 ان انشطار زيمان البسيط لخط طيفي بدلالة التردد ν يعطى بالعلاقة:

$$\Delta\nu = \frac{\Delta m'}{2\pi}\ \frac{Be}{2m}$$

حيث ان: $\Delta m' = 1$

اذاً: $$\frac{e}{m} = \frac{4\pi . \Delta\nu}{B}$$

$$= \frac{4\pi \times 1{\cdot}2 \times 10^8}{8{\cdot}6 \times 10^{-3}}$$

$$= \underline{1{\cdot}76 \times 10^{11}\ \text{coulomb/kg.}}$$

الفصل 10

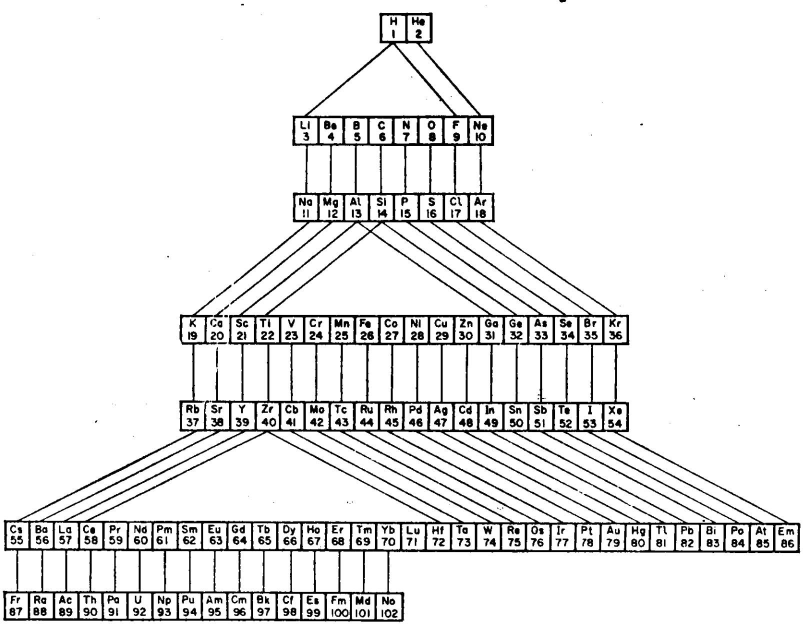
مبدأ باولي

10 - 1الجدول الدوري

ان نشوء النظرية الذرية من قبل دالتون في بداية القرن التاسع عشر قد تبعها تفحص مركز للخصائص الكيميائية للعناصر. وفي منتصف القرن ظهرت بعض العلاقات المنتظمة بين هذه الخصائص. ان عمل دي شوكورتويس في 1862 ونيولاند في 1863 بين انه عندما توضع العناصر بترتيب الوزن الذري، تلك التي تمتلك نفس الخصائص تقع في مجاميع من ثمانية. لقد سمي هذا القانون الثماني.

وأخيراً في 1869 بين منديليف بعد ان اتبع تفحص شامل لخصائص العناصر بالنسبة لوزنها الذري، انه عندما ترتبت العناصر طبقاً لمقدار اوزانها الذرية اظهرت دورية واضحة في خصائصها. وكشف النقاب عن دورية مماثلة عندما رسم الخصائص الفيزيائية كالحجم الذري، معامل التمدد، التوصيل الكهربائي ودرجات الانصهار مع الوزن الذري. ان تجارب رذرفورد على تشتت جسيمات α وفرت معلومات حول الشحنة على النواة وفي 1911 اقترحفان دنبرويك ان هذه الكمية يجوز ان تحل محل الوزن الذري في تقرير مرتبة العناصر في الجدول الدوري. انه أصبح معروفاً بالعدد الذري. وتأكد هذا الاقتراح وبذكاء خارق من قبل موزلي في 1913 عند دراسته التي شرحت سابقاً في الفصل 7.

يبين الشكل 10 - 1 العناصر التي انتظمت بترتيب اعدادها الذرية. السطر الاول والدورة تتألف من



الشكل 1 - 10 النظام الدوري (من الانسكلوبيديا البريطانية).

عنصرين فقط، الهيدروجين والهيليوم. هذا يتبع بدورتين كل منها تتألف من ثمانية عناصر، تمتد من الليثيوم الى النيون ومن الصوديوم الى الارغون على التوالي وتحت هذا يوجد هناك دورتان اخريان كل منها تتألف من ثمانية عشر عنصراً. كل من هذه تبدأ بعنصر قلوي وتنتهي بغاز نادر كما في الدورات الصغيرة. كل دورة قد مددت بادخال مجموعة مستكملة تمتد من السكانديوم الى الزنك في الاولى ومن اليتيريوم الى الكادميوم في الثانية.

ان الخطوط القطرية توضح العناصر في هذه الدورات التي تقابل لتلك في الدورات الاقصر. تتمدد الدورة الخامسة الى اثنين وثلاثين عنصراً بادخال مجموعة اكثر استكمالاً من اللانثانوم الى الزئبق بضمنها النوادر الترابية من السيزيوم الى اللوتيسيوم. كما في جميع الدورات الاخرى تبدأ هذه بمعدن قلوي هو السيزيوم وتنتهي بالغاز النادر وهو الرادون، ومرة ثانية فان العناصر التي تكون بخصائص مشابهة تربط بخطوط قطرية.

انه ليس هناك من تفسير ممكن لهذا على اساس النظرية الذرية. ان النظرية الكمية سوية مع مبدأ باولي تمكن من ربط النظام الدوري بالتركيب الذري.

10 - 2 مبدأ باولي

لقد رأينا كيف ان الالكترون داخل الذرة يمكن ان يوصف باربعة اعداد كمية n, ℓ, m_ℓ و m_s. يمكن للعدد الكمي الاساسي n ان يأخذ القيم 1 و 2 و. . . . ∞ ويحدد طاقة الالكترون. وان العدد الكمي المداري ℓ ينظم الزخم الزاوي للالكترون حول النواة ويأخذ قيماً صحيحة $0, 1, 2, .. (n - 1)$. أما العدد الكمي المغناطيسي m_ℓ فيحدد الزخم الزاوي الموازي لمجال مغناطيسي مسلط كثافة دفقه B، ويمكن ان يأخذ قيماً صحيحة فقط من $\ell +$ الى $\ell -$. واخيراً فان العدد الكمي المغناطيسي للبرم m_s يمكن ان تأخذ القيم $+1/2$ و $-1/2$، والاشارة تدل فيما اذا انه موازٍ أو معاكس بالاتجاه الى العدد الكمي المغناطيسي المداري m_ℓ.

ان اعتبارات الطاقة وحدها تقترح بان جميع الالكترونات في الذرة يجب ان تحتل موقعاً بأقل طاقة مقابلة الى $n = 1$ و $\ell = 0$. هذا، على كل حال، سوف يفشل في الحساب للدورية المشيدة تماماً للخصائص الفيزيائية والكيميائية المذكورة اعلاه، واذا تذكرنا ان هذه منظمة الى حد كبير بعدد الالكترونات الخارجية في الذرة. ولابد من وجود مبدأ جديد ومستقل يأخذ هذه الامور بنظر الاعتبار. هذا هو مبدأ باولي في الاستبعاد والذي ينص على ان في أية ذرة لايوجد الكترونان يمكن ان يأخذا نفس المجموعة من القيم للاعداد الكمية الاربعة n, m_ℓ, ℓ و m_s.

10 - 3 التركيب الذري للعناصر:

بدءاً بالهيدروجين سوف نبين بأن العناصر تبنى طبقاً لهذا المبدأ. وكيف يمكننا ان نحسب للدورية في خصائصها. يتكون الهيدروجين من الكترون منفرد في مدار حول بروتون منفرد. لاستقرارية اعظم فان هذا الالكترون سوف يحتل مداراً بأقل طاقة. اي ان $n = 1$ ولذلك $\ell = 0, m_\ell = 0$ و $m_s = +1/2$.
انه من المناسب ان نرمز لهذا الالكترون $1s^1$ حيث ان s تشير الى ان $\ell = 0$ وان الرمز العلوي يبين عدد الالكترونات في هذه الحالة.

للعنصر اللاحق وهو الهيليوم، يجب ان نزيد الشحنة النووية الى اثنتين وندخل الكتروناً ثانياً.
ان مجموعة الاعداد الكمية المرافقة للالكترون الثاني يجب ان لاتكون متماثلة مع تلك للالكترون الموجود سابقاً. وهكذا، ولو اننا نتمكن ان نعمل $\ell = 0, m_\ell = 0, n = 1$ كالسابق يجب ان يكون البرم

مختلفاً كي يكون $m_s = -1/2$. ووفقاً لمبدأ باولي ليس هناك الكترونات اخرى لها القيمة $n = 1$ وان القشرة K التي يقابلها تكون الآن مليئة وتمثل بـ $1s^2$. سوف نرى ان القشرة الكاملة تقابل في كل حالة الى غاز خامل بحيث يجب ان يكون التركيب الالكتروني مستقراً بصورة خاصة. يجوز ان يتكون الليثيوم من الهيليوم بزيادة الشحنة النووية الى ثلاثة وبأضافة الكترون ثالث كي تكون الذرة الكاملة متعادلة كهربائياً. مع الالكترون الثالث نبدأ ببناء القشرة الثانية أو L والتي فيها $n = 2$. ان الاعداد الكمية المخصصة لهذا الالكترون وفقاً لاعتبارات الطاقة الأقل هي $n = 2, \ell = 0, m_\ell = 0, m_s = -1/2$ حيث يكون التوزيع $1s^2 2s^1$. والعنصر القادم، البريليوم، يجب ان ينشأ من اضافة الكترون رابع يمتلك $n = 2, \ell = 0, m_\ell = 0, m_s = +1/2$، ويمثل بـ $1s^2 2s^2$. وتحصل ستة عناصر اضافية من البورون الى النيون عندما تضاف ستة الكترونات اخرى كل منها يمتلك $n = 2, \ell = 1$ لكن تختلف في ان m_ℓ يمكن ان تأخذ ثلاث قيم ± 1 أو 0، ومع كل من هذه قيمتين لـ m_s هما $\pm 1/2$ يمكن ان تندمج مكونة المجموع ست. وهكذا ففي النيون تكون القشرة L كاملة وتمتلك ثماني الكترونات. ولذلك فان التوزيع الالكتروني للنيون يكون $1s^2 2s^2 2p^6$، حيث ان p يرمز الى الالكترونات التي فيها $\ell = 1$. وهكذا فان القشرة الكاملة تقابل الاستقرارية القصوى كما يكون ذلك جلياً من حقيقة الغازات الخاملة حيث لاتكون مركباتها ثابتة كيميائياً. ان هذه العملية ملخصة في الجدول 10 - 1.

ان اضافة الكترون آخر الى النيون ينتج الصوديوم، ولكن يجب ان يدخل هذا الالكترون القشرة الثالثة المعروفة بالقشرة M. والاعداد الكمية لذلك هي $n = 3, \ell = 0, m_\ell = 0, m_s = -1/2$ وتوزيعها يكون $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$. بهذا الاسلوب تضاف ثمانية الكترونات اكثر عندما نتقدم من الصوديوم الى الاركون. ان الاركون هو غاز نادر وتوزيعه الالكتروني $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$ يمثل شرط استقرار آخر.

وبهذه الاعتبارات البسيطة نكون قادرين ان نحسب للدورات الثلاث الاولى في الجدول الدوري. وعلى أي حال فان القشرة M ليست ممتلئة. وطبقاً لمبدأ باولي انه مايزال يوجد مكاناً لعشرة الكترونات اضافية في القشرة الفرعية 3d والتي فيها $n = 3, \ell = 2$ وعلى كل حال فان الالكترون القادم يذهب الى القشرة N بـ $N = 4$ معطياً البوتاسيوم لان هذا يمثل شرط طاقة اقل من وضعه في القشرة M و $\ell = 2$.

ومع العنصر اللاحق الكالسيوم فان الالكترون يذهب ايضا الى القشرة N معطياً $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 (3d^0) 4s^2$ وبعد هذا فان القشرة M تكمل باضافة عشرة الكترونات اخرى والتي تعطينا الزنك. هذه هي المجموعة المطولة الاولى في الجدول الدوري. وبعد الزنك تتطور التوزيعات الالكترونية بالطريقة الاعتيادية حتى نصل الى الغاز النادر وهو الكربتون وذلك بثمانية الكترونات في القشرة N.

لقد أصبح الآن بالامكان ليس فقط من ان نحسب لتواجد ثمانية عناصر في الدورات الاولى من الجدول، لكننا نتمكن ايضاً من شرح كيف تنشأ المجموعات المطولة.

ان دراسة اضافية للجدول 10 - 1 توضح كيفية تطور الدورة القادمة التي تتكون من ثمانية عشر عنصراً من الروبيديوم الى الزينون مع مجموعة مطولة ثانية من اليتيريوم الى البالاديوم كأضافات اخرى الى القشرة N فتكمل القشرة الثانوية 4d حيث $n = 4, \ell = 2$. ومايزال هذا يترك القشرة الثانوية 4f $(n = 4, \ell = 3)$ فارغة والقشرة N تكمل في النهاية بالعناصر الترابية النادرة من السيريوم الى اليتيربيوم. وهكذا فان اعتبارات الطاقة سوية مع النظرية الكمية ومبدأ باولي يستفاد منها وبشكل متميز في نظام الجدول الدوري للعناصر.

الجدول 10 - 1

Element	K	L		M			N				O				
	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	5g
1. H	1														
2. He	2														
3. Li	2	1													
4. Be	2	2													
5. B	2	2	1												
6. C	2	2	2												
7. N	2	2	3												
8. O	2	2	4												
9. F	2	2	5												
10. Ne	2	2	6												
11. Na	2	2	6	1											
12. Mg	2	2	6	2											
13. Al	2	2	6	2	1										
14. Si	2	2	6	2	2										
15. P	2	2	6	2	3										
16. S	2	2	6	2	4										
17. Cl	2	2	6	2	5										
18. Ar	2	2	6	2	6										
19. K	2	2	6	2	6		1								
20. Ca	2	2	6	2	6		2								
21. Sc	2	2	6	2	6	1	2								
22. Ti	2	2	6	2	6	2	2								
23. V	2	2	6	2	6	3	2								
24. Cr	2	2	6	2	6	5	1								
25. Mn	2	2	6	2	6	5	2								
26. Fe	2	2	6	2	6	6	2								
27. Co	2	2	6	2	6	7	2								
28. Ni	2	2	6	2	6	8	2								
29. Cu	2	2	6	2	6	10	1								
30. Zn	2	2	6	2	6	10	2								
31. Ga	2	2	6	2	6	10	2	1							
32. Ge	2	2	6	2	6	10	2	2							
33. As	2	2	6	2	6	10	2	3							
34. Se	2	2	6	2	6	10	2	4							
35. Br	2	2	6	2	6	10	2	5							
36. Kr	2	2	6	2	6	10	2	6							
37. Rb	2	2	6	2	6	10	2	6			1				
38. Sr	2	2	6	2	6	10	2	6			2				
39. Y	2	2	6	2	6	10	2	6	1		2				
40. Zr	2	2	6	2	6	10	2	6	2		2				
41. Nb	2	2	6	2	6	10	2	6	4		1				
42. Mo	2	2	6	2	6	10	2	6	5		1				
43. Tc	2	2	6	2	6	10	2	6	(5)		(2)				
44. Ru	2	2	6	2	6	10	2	6	7		1				
45. Rh	2	2	6	2	6	10	2	6	8		1				
46. Pd	2	2	6	2	6	10	2	6	10						
47. Ag	2	2	6	2	6	10	2	6	10		1				
48. Cd	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2				
49. In	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	1			
50. Sn	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	2			
51. Sb	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	3			
52. Te	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	4			
53. I	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	5			
54. Xe	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	6			
	2	8		18											

Elements	K	L	M	N 4s	N 4p	N 4d	N 4f	O 5s	O 5p	O 5d	O 5f	P 6s	P 6p	P 6d	Q 7s
55. Cs	2	8	18	2	6	10		2	6			1			
56. Ba	2	8	18	2	6	10		2	6			2			
57. La	2	8	18	2	6	10		2	6	1		2			
58. Ce	2	8	18	2	6	10	(2)	2	6			(2)			
59. Pr	2	8	18	2	6	10	(3)	2	6			(2)			
60. Nd	2	8	18	2	6	10	(4)	2	6			(2)			
61. Pm	2	8	18	2	6	10	(5)	2	6			(2)			
62. Sm	2	8	18	2	6	10	6	2	6			2			
63. Eu	2	8	18	2	6	10	7	2	6			2			
64. Gd	2	8	18	2	6	10	7	2	6	1		2			
65. Tb	2	8	18	2	6	10	(8)	2	6	(1)		(2)			
66. Dy	2	8	18	2	6	10	(9)	2	6	(1)		(2)			
67. Ho	2	8	18	2	6	10	(10)	2	6	(1)		(2)			
68. Er	2	8	18	2	6	10	(11)	2	6	(1)		(2)			
69. Tm	2	8	18	2	6	10	13	2	6			2			
70. Yb	2	8	18	2	6	10	14	2	6			2			
71. Lu	2	8	18	2	6	10	14	2	6	1		2			
72. Hf	2	8	18	2	6	10	14	2	6	2		2			
73. Ta	2	8	18	2	6	10	14	2	6	3		2			
74. W	2	8	18	2	6	10	14	2	6	4		2			
75. Re	2	8	18	2	6	10	14	2	6	5		2			
76. Os	2	8	18	2	6	10	14	2	6	6		2			
77. Ir	2	8	18	2	6	10	14	2	6	7		2			
78. Pt	2	8	18	2	6	10	14	2	6	9		1			
79. Au	2	8	18	2	6	10	14	2	6	10		1			
80. Hg	2	8	18	2	6	10	14	2	6	10		2			
81. Tl	2	8	18	2	6	10	14	2	6	10		2	1		
82. Pb	2	8	18	2	6	10	14	2	6	10		2	2		
83. Bi	2	8	18	2	6	10	14	2	6	10		2	3		
84. Po	2	8	18	2	6	10	14	2	6	10		2	4		
85. At	2	8	18	2	6	10	14	2	6	10		2	5		
86. Em	2	8	18	2	6	10	14	2	6	10		2	6		
87. Fr	2	8	18	2	6	10	14	2	6	10		2	6		1
88. Ra	2	8	18	2	6	10	14	2	6	10		2	6		2
89. Ac	2	8	18	2	6	10	14	2	6	10		2	6	1	2
90. Th	2	8	18	2	6	10	14	2	6	10		2	6	2	2
91. Pa	2	8	18	2	6	10	14	2	6	10		2	6	3	2
92. U	2	8	18	2	6	10	14	2	6	10		2	6	4	2
93. Np	2	8	18	2	6	10	14	2	6	10	5	2	6	–	2
94. Pu	2	8	18	2	6	10	14	2	6	10	5	2	6	1	2
95. Am	2	8	18	2	6	10	14	2	6	10	6	2	6	1	2
96. Cm	2	8	18	2	6	10	14	2	6	10	7	2	6	1	2
97. Bk	2	8	18	2	6	14	14	2	6	10	8	2	6	1	2
98. Cf	2	8	18	2	6	01	14	2	6	10	9	2	6	1	2
99. Es	2	8	18	2	6	10	14	2	6	10	10	2	6	1	2
100. Fm	2	8	18	2	6	10	14	2	6	10	11	2	6	1	2
101. Md	2	8	18	2	6	10	14	2	6	10	(12)	2	6	1	2
102. (No)	2	8	18	2	6	10	14	2	6	10	(13)	2	6	1	2
103. Lw	2	8	18	2	6	10	14	2	6	10	(14)	2	6	1	2

10 - 4 التكافؤ الكهربائي

يمكن ايضاً تثمين كيفية تكوين المركبات البسيطة اذا اخذنا الاستقرارية العالية للقشرات الكاملة. ويمكن تمثيل عنصري الصوديوم والكلورين الكترونياً بالهيئة $1s^2\ 2s^2\ 2p^6\ 3s^1$ و $1s^2\ 2s^2\ 2p^6\ 3s^2\ 3p^5$ على التوالي.

ولكي نحصل على استقرارية للصوديوم يجب ان يفقد الكترون ويحصل الكلورين على الكترون كي يصبحا على التوالي $1s^2\ 2s^2\ 2p^6$ و $1s^2\ 2s^2\ 2p^6\ 3s^2\ 3p^6$.

وهذه تكون الان أيونات تحمل شحنات كهربائية متعاكسة وتتحد في تركيب بلوري لتكون كلوريد الصوديوم بالتجاذب الالكتروستاتي. وتنطبق اعتبارات مشابهة ايضاً في تكوين كلوريد الكالسيوم ولكن الكالسيوم يحتاج الى ان يفقد الكترونين كي يحصل على توزيع مستقر. وهكذا فانه يأخذ زوجاً من الشحنات الموجبة فيكون قادراً على جذب أيونين للكلور بدلاً من واحد كما في حالة الصوديوم. وهكذا اننا لانرى فقط كيف تكوّن المركبات الأيونية ولكن هناك دليل واضح كيف تحصل التكافؤات المختلفة. وخصوصاً يمكننا الآن ان نرى كيف ان التكافؤ يجب ان يرتبط بموقع العنصر في الجدول الدوري، لان هذا يحكم توزيعه الالكتروني. هذه هي بعض الامثلة التي تبين كيف ان تطبيق مبدأ باولي يساعد على شرح المسائل الفيزيائية المختلفة.

مسائل

10 - 1 اذكر النص واشرح مبدأ باولي في الاستبعاد، استعمله لتعيين اكبر عدد من الالكترونات التي يمكن ان تحتل القشرات L, K و M في ذرة. وبيّن ايضاً كيف ان المبدأ يجوز ان يستعمل لتفسير المجاميع المطولة في الجدول الدوري للعناصر.

10 - 2 بين كيف ان مبدأ باولي يحدد عدد الالكترونات في القشرة ذات المرتبة n بـ $2n^2$.

10 - 3 اكتب التوزيعات الالكترونية في الحالات الاعتيادية للهيليوم، النيون، الاركون والكربتون.

الجواب: $(1s^2;\ 1s^2 2s^2 2p^6;\ 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6;\ 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6)$

10 - 4 استعمل اسلوب المتجهات في الذرة لتبين كيف ان المضاعفية في مستويات الطاقة الذرية تعتمد على المجموعة في الجدول الدوري التي ينتمي اليها عنصر ما.

10 - 5 أي من الخصائص التالية للعناصر تتغير دورياً مع العدد الذري؟ اشرح لماذا:
(a) الحجم الذري (b) الحرارة النوعية (c) الحرارة الذرية (d) جهد التأين (e) التكافؤ.

10 - 6 استعمل مبدأ باولي لتعيين حدود حالات الطاقة الدنيا للهيدروجين، الهيليوم، الليثيوم والبربليوم.

الجواب: $({}^2S_{1/2},\ {}^1S_0,\ {}^2S_{1/2},\ {}^1S_0)$

10 - 7 استعمل مبدأ باولي في تبيين ان محصلة الزخوم الزاوية المرافقة للاعداد الكمية s و j كل منها يساوي صفر لقشرة ذرية ثانوية مغلقة.

الفصل 11

الامواج والجسيمات

11 - 1 معضلة الاشعاع

عندما يتفاعل الاشعاع الكهرومغناطيسي مع المادة فسوف يظهر ذلك على شكل اكمام طاقية مساوية الى $h\nu$ ، كما وانه يظهر سلوك الجسيمة ذات الطبيعة الكهروضوئية كما في ظاهرة كومبتن والطيف المستمر لاشعة x. وان المعلومات التجريبية التي تحصل من دراسة خطوط الاطياف الضوئية واشعة x تؤيد هذه الحقيقة. وعلى اي حال، فان ظواهر التداخل، الحيود والاستقطاب ماتزال تتطلب النظرية الموجية لتفسيرها. وهكذا فان الاشعاع يظهر صفة مزدوجة، فأحياناً يتصرف كموجه وفي أوقات اخرى كجسيمة. انه يبدو بان الاشعاع لايتمكن ان يظهر خصائصه الجسيمية والموجية آنياً. ففي تجربة كومبتن مثلاً تتصرف اشعة x كجسيمات لكونها تتشتت بالالكترونات في الكرافيت. وفي مطياف براك لاشعة x فانها تتصرف كأمواج لكونها تحيد في البلورة ولكن مرة اخرى تتصرف كجسيمات عندما تكشف في حجرة التأين أو على الصفيحة الفوتوغرافية.

11 - 2 نظرية دي برولي

تبين النظرية النسبية ان القانون الاساسي الذي يربط الطاقة E، كتلة السكون m_0 والزخم p لجسيمة هو $(E/c)^2=p^2+m_0^2c^2$ (لاحظ الملحق B).

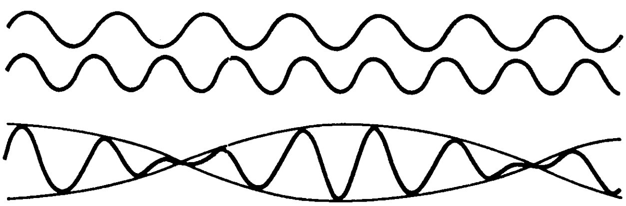
ان كتلة السكون للفوتون هي صفر حيث ان $m_0 = 0$، ولذلك فان زخمه هو $p = E / C$. وعند وضع $E=h\nu$ بموجب النظرية الكمية يصبح $p=h\nu/c=h/\lambda$. وقد لاحظنا سابقاً في الفصل 6 ان هذا يتماشى مع النتائج في ظاهرة كومبتن. وفي 1924 وسّع دي برولي مفهوم خاصية الازدواجية الموجودة فعلاً في الاشعاع كي تشمل الجسيمات المادية مثل الالكترونات، البروتونات، الذرات وحتى الجزيئات.

فقد فرض ان طولاً موجياً يمكن ان يصاحب كل جسيمة كما في العلاقة $\lambda = h / p = h / mv$ حيث m و v هي على التوالي الكتلة والسرعة للجسيمة. ان سرعة الموجة ω تعطى بالعلاقة $\omega=\nu\lambda$. وبالتعويض عن كل من ν و λ نحصل على ان:

$$\omega=\nu\lambda=\frac{E}{h}.\frac{h}{p}=\frac{mc^2}{mv}=\frac{c^2}{v}.$$

ومن هذه العلاقة نجد بان سرعة الموجة للجسيمة المادية تتجاوز سرعة الضوء لان سرعة الجسيمة يجب ان تكون أقل من c تمشياً مع النظرية النسبية (راجع الملحق B). كما ان سرعة الموجة هذه لاتحمل طاقة ولذلك لايمكن ان تستعمل لنقل اشارة او معلومة وان مبدأ النسبية يبقى نافذاً. ان الحالة الحدية تحصل عندما $\omega = v = c$ للفوتون.

ان سرعة الموجة هو مفهوم مصطنع لايمكن تحديدها تجريبياً. اذا تصور المرء بانها موجة جيبية ممتدة الى ما لانهاية، وجب الحاق علامات بها كي يمكن تعيين سرعتها. هذا فقط ممكن بتركيب موجة اخرى والتي سوف تجهز بعلامات قياس ملائمة في شكل تغيير في السعة. وتجريبياً يستطيع المرء ان يقيس فقط سرعة هذه العلامة. ان السرعة التي تتحرك فيها العلامة تعتمد على كلتا الموجتين وتسمى سرعة المجموعة. انه معروف جيداً في الصوت عندما تهتز شوكتان رنانتان لهما نفس التردد تقريباً فان «ضربة» تحصل بسبب التركيب لرتلي الموجة كما في الشكل 11 - 1. وهنا نرى ان الضربات تنشأ من سلسلة من المجاميع الموجية وان المراقب يسمع هذه كضربات عندما تصله بتتابع منتظم. عندما تتراكب مديات من الاطوال الموجية فان مجموعة موجية واحدة فقط او نبضة تلاحظ. ان المجموعة الموجية تتحرك بسرعة اقل من الامواج المنفردة التي تتكون منها المجموعة الموجية.



الشكل 11 - 1 تكوين المجموعات الموجية

11 - 3 سرعة المجموعة

سنحسب الآن سرعة المجموعة للحالة الخاصة لرتلين من الامواج التي تمتلك اطوال موجية متساوية تقريباً ولو ان النتيجة هي نفسها لعدد اكبر من الارتال الموجية. لنفرض ان رتلي الموجات هما متساويان في السعة القصوى وتمثلان بالمعادلتين:

$$y' = a \cos 2\pi(\nu' t - x/\lambda') \text{ and } y = a \cos 2\pi(\nu t - x/\lambda)$$

فتكون محصلة السعة:

$$y + y' = a \cos 2\pi\,(\nu t - x/\lambda) + a \cos 2\pi\,(\nu' t - x/\lambda')$$

$$= 2a \cos 2\pi \left[\frac{\nu - \nu'}{2} t - \frac{x}{2}\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'}\right)\right] \cos 2\pi \left[\frac{\nu + \nu'}{2} t - \frac{x}{2}\left(\frac{1}{\lambda} + \frac{1}{\lambda'}\right)\right].$$

وعندما $\nu \approx \nu'$ و $\lambda \approx \lambda'$ وبوضع $\nu - \nu' = \Delta\nu$ و:

$$\frac{1}{\lambda}-\frac{1}{\lambda'}=\Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right)$$ يمكن ان نكتب:

$$y+y'=2a\cos 2\pi\left[\frac{\Delta\nu}{2}t-\frac{x}{2}\Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right)\right]\cos 2\pi\left[\nu t-\frac{x}{\lambda}\right].$$

ان الجزء الثاني من المعادلة $\cos 2\pi\,(\nu t-x/\lambda)$ يمثل الموجة الاصلية المنتقلة بسرعة $\nu\lambda$. والجزء الاول يسيطر على السعة القصوى لهذه الموجة وتقابل مجموعة الموجة المتحركة بسرعة:

$$u=\frac{\Delta\nu}{2}\div\Delta\left(\frac{1}{2\lambda}\right)=\frac{\Delta\nu}{\Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right)}.$$

وعندما ν تقترب من ν' و $1/\lambda$ تقترب من $1/\lambda'$
نحصل على ان:

$$u=d\nu/d(1/\lambda).$$

وضروري الآن ان نعين سرعة المجموعة لجسيمة مادية. وبوضع $\beta=v/c$ يمكن ان نكتب:

$$\nu=\frac{E}{h}=\frac{mc^2}{h}=\frac{m_0c^2}{h}\cdot\frac{1}{(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}}$$

$$\frac{d\nu}{d\beta}=\frac{m_0c^2}{h}\cdot\frac{\beta}{(1-\beta^2)^{3/2}}.$$

انه يفترض ايضا بان:

$$\frac{1}{\lambda}=\frac{p}{h}=\frac{mv}{h}=\frac{m_0c}{h}\cdot\frac{\beta}{(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}}.$$

ولذلك فان:

$$\frac{d\left(\frac{1}{\lambda}\right)}{d\beta}=\frac{m_0c}{h}\,\frac{1}{(1-\beta^2)^{3/2}}.$$

ويمكن ان نكتب سرعة الموجة هي:

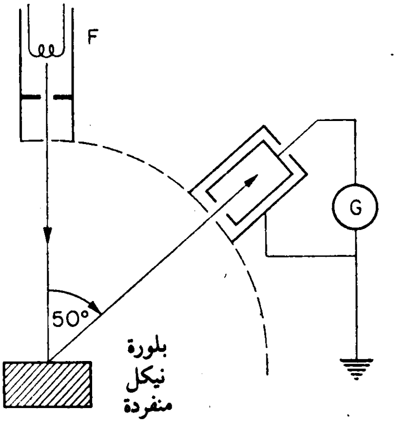
$$u=\frac{d\nu}{d\beta}\div\frac{d\left(\frac{1}{\lambda}\right)}{d\beta}=c\beta=v.$$

ان سرعة الموجة لذلك يمكن ان تشخص على انها سرعة الجسيمة. انه حقا مغر بان تفسر جسيمة كمجموعة موجية أو مجموعة صغيرة ونوفق بين السلوكين الموجي والجسيمي للمادة والاشعاع. وعلى أي

حال فان هذا التفسير غير مقنع لان حزمة سوف تنتشر الى الخارج مع الزمن، على العكس من الاستقرارية الملحوظة للجسيمات المادية مثل الالكترونات، البروتونات والنيوترونات. وفيما بعد سوف نقدم تفاصيل اكثر للسلوكين الموجي والجسيمي لكل من الاشعاع والمادة.

11 - 4 تجربة دافيسون وكيرمر

ان أول تأييد تجريبي لفرضية دي برولي الجريئة جاءت في 1927 من تجارب دافيسون وكيرمر. عجلت الالكترونات من الفتيلة الساخنة F (الشكل 11 - 2) بتسليط فرق جهد صغير وسمحت لها ان تصطدم ببلورة منفردة من النيكل. تقاس شدة الالكترونات لمختلف زوايا التشتت لمدى من الجهود المعجلة من 40 الى 68 فولت. وللألكترونات المعجلة خلال 54 فولت كان الانعكاس اكثر وضوحاً حيث حصل في



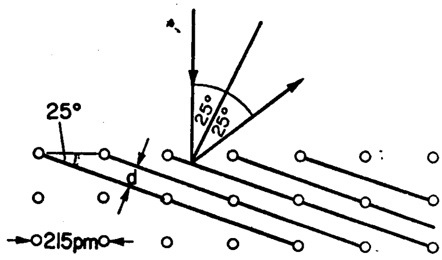
الشكل 11 - 2 تجربة دافيسون وكيرمر، بلورة نيكل منفردة

زاوية 50° مع حزمة الالكترونات الساقطة. وبتذكر ان الطاقة الحركية للالكترونات هي $\frac{1}{2}mv^2 = Ve$ وان الطول الموجي يعطى بالعلاقة $\lambda = h/\sqrt{2Vem}$. وبتعويض المعلومات ذات العلاقة نحصل على ان:

$$\lambda = \frac{6{\cdot}6 \times 10^{-34}}{\sqrt{2 \times 54 \times 1{\cdot}6 \times 10^{-19} \times 9{\cdot}1 \times 10^{-31}}} = 1{\cdot}67 \times 10^{-10}\ \text{m} = 0{\cdot}167\ \text{nm}.$$

ان هذا الطول الموجي يقع ضمن مدى اشعة – x. ان اشعة – x توفر لنا فعلاً معلومات حول المسافة بين المستويات الذرية في بلورة النيكل، ولذلك يمكن استعمال معادلة براك لكي نحسب الطول الموجي للالكترونات المتشتتة. بما ان زاوية التشتت هي 50°، فان زوايا السقوط والانعكاس يجب ان تكون كل منهما 25°.

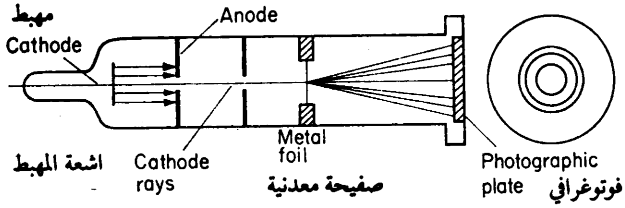
ويتضمن هذا على ان المستويات العاكسة في البلورة هي مائلة بزاوية 25° نحو اعلى سطح البلورة كما مبين في الشكل 11 - 3. ان المسافة d بين مستويات البلورة العاكسة هي $d = 215 \sin 25° = 90.9\text{pm}$ وباستعمال معادلة براك $m\lambda = 2d \sin \theta$ نحصل على ان: $\lambda = 2 \times 90.9 \sin 65° = 165\ \text{pm}$. ومن هذا نجد الاتفاق بين الطول الموجي المقاس والمتوقع.



الشكل 11 - 3 انعكاس الالكترونات من المستويات البلورية في بلورة النيكل

11 - 5 تجربة ثومسون ريد

ان التجربة التي اجريت من قبل دافيسون وكيرمر تتناظر الى حد كبير مع تلك التي اجريت من قبل براك في قياس الاطوال الموجية لاشعة x - . وبعد سنة اقترح كل من ثومسون و ريد تجربة باستعمال الكترونات عالية الطاقة منتجة في انبوبة مفرغة تحت ضغط واطيء تعمل بين 10 الى 60 كيلو فولت. وهذه اقتصرت على امرار حزمة ضيقة خلال طبقة معدنية رقيقة كما مبين في الشكل 11 - 4.



الشكل 11 - 4 تجربة تومسون وريد

يحتوي المعدن على عدة بلورات مايكروسكوبية مرتبة بطريقة عشوائية كي يكون بعضها دائماً ذات زوايا ملائمة كي تعطي الانعكاس تبعاً لمعادلة بـراك. وقد استعملت شـرائح النحـاس، الالمنيوم، الذهب، البلاتين، الرصاص والحديد فظهرت حلقات على الصفيحة الفوتوغرافية وكما تمت رؤ يتها. وبمعرفة الطول الموجي للالكترونات من فرق الجهد عبر الانبوب امكن حساب ابعاد الوحدة القياسية للبلورة من اقطار الحلقات. وكانت النتائج المستحصلة من حيود الاشعة السينية وحيود الالكترونات على اتفاق مقـارب جداً. فمثـلاً في حالـة الذهب كـانت القيمـة المستحصلة بـاشعـة x 0.406 nm والمستحصلة بطريقة الحيود الالكتروني 0.408 nm.

11 - 6 المايكروسكوب الالكتروني

لقد وجدت الامواج ذات الطول الموجي القصير جداً المصاحبة للالكترون خاصية مهمة جداً في المايكروسكوب الالكتروني. ان قدرة تحليل المايكروسكوب الضوئي محدودة بالـطول الموجي للضـوء المرئي المستعمل. لقد اجريت بعض التحسينات على المايكروسكوب الضوئي باستعمال الضوء فوق البنفسجي الا ان قدرة التحليل لم تتجاوز ضعف ماكان عليها.

ان الطول الموجي المصاحب للألكترون يتوقف على زخمه ويمكن الحصول على فرق جهد لغاية 100 kv بسهولة ان الطول الموجي المصاحب للالكترون المعجل خلال فرق جهد v يعطى بالعلاقة :

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2Vem}}.$$

حيث ان :

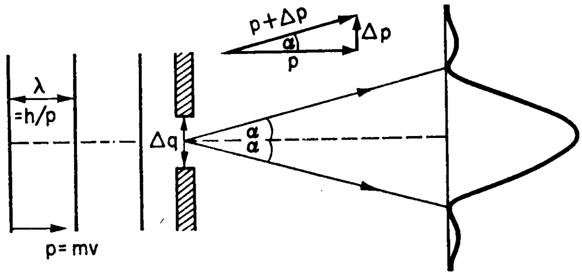
$$\lambda = \frac{6{\cdot}6 \times 10^{-34}}{\sqrt{2 \times 10^{5} \times 1{\cdot}6 \times 10^{-19} \times 9{\cdot}1 \times 10^{-31}}}$$
$$= 4 \times 10^{-12}\ \text{m} = 4\ \text{pm}.$$

ويظهر من هذه النتيجة بان الطول الموجي للألكترون هو اقصر بكثير (10^5 مرة) من اقصر طول موجي مرئي وهو اللون البنفسجي بطول موجي 400 nm . واضافة لذلك فان سرعة الالكترون يمكن ان تتغير باستعمال المجالات الكهربائية والمغناطيسية كما في حالة تغير سرعة الموجة الضوئية، عند مرورها من وسط لآخر. هاتان الحقيقتان تستعملان في بناء المايكروسكوب الالكتروني حيث يمكن السيطرة على الالكترونات باستعمال الملفات المغناطيسية على غرار العدسات الضوئية. وعندما تمر الالكترونات ذات الاطوال الموجية القصيرة جداً خلال جسم رقيق فانها تستمر لتكون صورة على لوحة فوتوغرافية او شاشة فلورية. ولأول وهلة يفترض ان تكون قدرة التحليل حوالي 10^5 ولكن لاتحصل هذه وذلك لكون العدسات الكهربائية والمغناطيسية غير كفوءة مقارنة بالعدسات الضوئية وانها تعمل كعدسات بسيطة فقط. كما وان فتحاتها تقتصر على واحد بالمائة من قيم فتحات العدسات الضوئية، وبذا يكون الكسب النهائي حوالي 10^3 مما يمكن ملاحظة الجسيمات ذات ابعاد صغيرة حوالي 1 او 2 نانومتر. ان قدرة تحليل كهذه ذات فائدة كبيرة حيث يكون بالامكان ملاحظة وتصوير الجزيئات.

11 - 7 مبدأ اللادقة لهايزنبرك

وهكذا نرى ان خاصية الازدواجية الموجية ـ الجسيمية تذهب ابعد كثيراً مما تقترح دراسة الاشعاع. انها ميزة للالكترون وفي الحقيقة لجميع الجسيمات المادية. يتصرف الالكترون كجسيمة عندما يتعرض للمجالات الكهربائية والمغناطيسية كما في تجربة جي. جي. ثومسون لتعيين e / m، ويتصرف كموجة كما في تجربة جي. بي. ثومسون في الحيود الالكتروني. ان الالكترون ومثله الاشعاع لايمكن ان يظهر كلا الخصائص الجسيمية والموجية في آن واحد. ففي تجربة الحيود الالكتروني يتصرف الالكترون كجسيمة عندما يعجل في قاذفة الالكترونات بجهد 60 kv، وايضا عندما يتفاعل مع بروميد الفضة في اللوح الفوتوغرافي. وبين هاتين الحادثتين تظهر خصائص موجية وانه يعاني حيوداً عند مروره خلال بلورات الرقيقة المعدنية.

يعزى سبب صعوبة فهمنا لصفة الازدواجية (موجة ـ جسيمة) الى كون اعتماد افكارنا على الملاحظات الملموسة والمباشرة للظواهر المستحصلة تجريبياً. وعند استعمال مثل هذه الافكار للظواهر الذرية تكون الطريقة مشابهة الى الملاحظات الفيزيائية المباشرة. ان السمات الموجية ـ الجسيمية للالكترونات والفوتونات ترتبط بصورة متقاربة بمبدأ اللادقة لهايزنبرك.



الشكل 11 - 5 تجربة لتوضيح مبدأ اللادقة

وينص هذا المبدأ على ان الزخم والموقع لجسيمة لايمكن معرفتهما في آن واحد بدقة كاملة. يمكن فهم مبدأ عدم اللادقة بوضوح وسرعة في هذه التجربة المثالية.

لنفرض ان حزمة من الالكترونات زخمها p تسقط على شق عرضه Δq (الشكل 11 - 5). هذه الحزمة مكافئة الى سلسلة من الامواج كل منها بطول موجي h / p تسقط على شق طولي. بما ان الالكترون عليه ان يمر خلال الشق Δq لذا فانه يكون مقياساً للدقة الذي يمكن بواسطته ان نعرف موقعه. وكلما كان Δq اصغر كان بالامكان معرفة موقع الالكترون بدقة اكثر. وهنا سوف يحصل الحيود ويظهر نمط الحيود على الشاشة كما مبين في الشكل. ومن حقيقة الضوء الفيزيائي فان العرض الزاوي للشدة المركزية العظمى يكون $\sin \alpha = \lambda / \Delta q$ (لاحظ الفصل 5). لذلك فمن المحتمل ان يتحرك الالكترون الى أي مكان ضمن الزاوية $\pm\alpha$ التي تحدد منطقة الشدة المركزية العظمى.

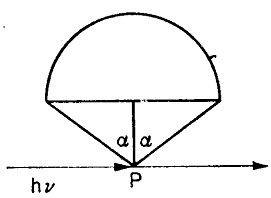
وان احتمال وقوعه خارج هذه المنطقة يكون قليلاً، ويعطى بمدى مناطق القيم العظمى الثانوية على جانبي منطقة الشدة العظمى المركزية. ومن ملاحظة المخطط الاتجاهي في الشكل 11 - 5، نجد انه يتضمن اللادقة Δp في الزخم p ويعطى بالعلاقة $\tan \alpha = (\Delta p / p)$ وعندما تكون α صغيرة نحصل على ان:

$$\tan \alpha = \sin \alpha = \lambda/\Delta q \doteq \Delta p/p$$

ومنها يكون:

$$\Delta p . \Delta q = \lambda p = h.$$

ان حاصل ضرب اللادقة للزخم Δp واللادقة للموقع Δq يساوي ثابت بلانك h. وبتحليل ادق لهذه الحالة نجد بان h هو الحد الادنى لحاصل الضرب $\Delta p. \Delta q$ بحيث يمكن ان يكتب مبدأ اللادقة كما في العلاقة $\Delta p. \Delta q \geqslant h$. ومن نظرية الحيود فان اية محاولة لتعيين موقع الالكترون بدقة اكثر يترتب على ذلك تضييق في عرض الشق Δq مما يؤدي الى توسيع في نمط الحيود. وهذا يتضمن زيادة اللادقة في Δp لزخم الالكترون.



الشكل 11 - 6 الميكروسكوب

ومثال توضيحي آخر يتعلق بالعملية التي فيها جسيمة يحتمل ان تشاهد بواسطة المايكروسكوب الضوئي. يسقط الضوء الذي تردده ν على جسيمة ويتشتت. فاذا يراد مشاهدة الفوتون المتشتت فعليه ان يدخل العدسة الشيئية للمايكروسكوب كما مبين في الشكل 11 - 6. لذلك سيكون هناك عدم دقة في تحديد زخمه الذي يعطى بالعلاقة $\Delta p = p \sin \alpha$ لانه يمكن ان ينتقل الى أي مكان ضمن الزاوية المخروطية نصف ـ العمودية α.

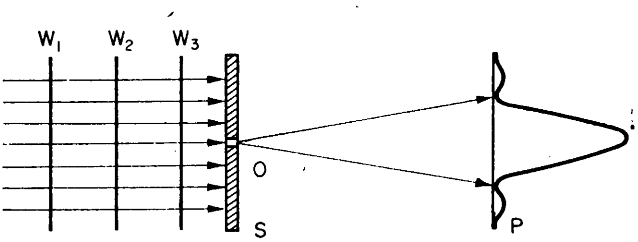
ترتد الجسيمة في الموقع p بزخم مساوٍ ومعاكس طبقاً لتأثير كومبتن. ويحدد موقع الجسيمة بقدرة التحليل للمايكروسكوب حيث ان $\Delta x = \lambda / \sin \alpha$ ولكن نعلم بان $\sin \alpha = \Delta p / p = \lambda / \Delta x$ لذا فان $\Delta p . \Delta x = \lambda p = h$. ولتحسين قدرة التحليل يمكننا زيادة الفتحة α للمايكروسكوب ولكن مقابل ذلك ستحصل زيادة في Δp ايضاً. وبانقاص الطول الموجي λ سوف تزيد قدرة التحليل ايضا ولكن بالمقابل سوف تنتقل كمية اكبر من الزخم من الفوتون الى الجسيمة وذلك لحصول تأثير اكبر حسب علاقة كومبتن.

وهناك علاقات مشابهة للزخوم على كل من المحاور الديكارتية حيث ان:

$$\Delta p_x \Delta x \geqslant h, \quad \Delta p_y \Delta y \geqslant h, \quad \Delta p_z \Delta z \geqslant h.$$

ومن المفيد ان نعبر عن الزخوم بدلالة الجيوب الموجية. فاذا كان Δp_x صغير جداً، فان Δp_x سيحدد بالضبط ويصاحبه طول موجي واحد فقط. والرتل الموجي سوف يمتد من ∞ - الى ∞ + على طول المحور x ومقابل ذلك سيكون موقع الجيب الموجي او المجموعة غير واضح او غير محدد. ومن جهة اخرى، نرغب ان نحدد طول الجيب الموجي حتى نحدد موقع الجسيمة الى اقرب مايمكن، لذا يجب ان يستخدم مدى واسع نسبياً من الاطوال الموجية. وهذا يتضمن عدم معرفة الزخم p_x بدقة على الاطلاق.

ان مبدأ هايزنبرك في اللادقة ينطبق ايضاً على الزخم الزاوي L لجسم وموقعه الزاوي ϕ حيث يكون $\Delta L . \Delta \phi \geqslant h$. والطاقة E لجسم في زمن t تخضع ايضاً لمبدأ اللادقة حيث ان $\Delta E . \Delta t \geqslant h$ الذي يمكن اشتقاقه بسهولة من علاقات الزخم ـ الموقع كما اعلاه.



الشكل 11 - 7 الحيود من فتحة صغيرة

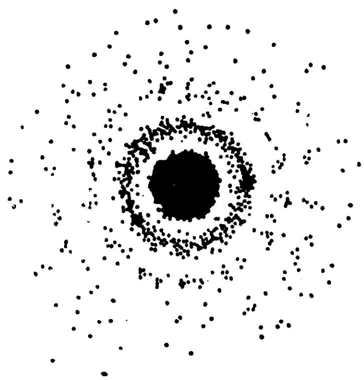
11 - 8 تفسير بورن الاحصائي للامواج والجسيمات

كما اشرنا سابقاً، انه جدير بان نحاول التعرف على الجسيمة بالكم الموجي ولكن كما رأينا هناك اعتراضات شديدة حوله. لقد بين بورن انه بالامكان تفسير خاصية الازدواجية الموجة ـ الجسيمة باستعمال الطرق الاحصائية. ولقد تبين في الفصل 5 ان موجة ضوئية طولها λ تنتقل على طول المحور x بسرعة c يمكن ان تمثل بالمعادلة $A = A_0 \sin 2\pi (ct - x) / \lambda$ حيث A و A_0 هي متجهات كهربائية او

مغناطيسية. ان قدرة موجة كهذه تتناسب مع A_0^2 حيث A_0 هي الازاحة العظمى للتذبذب. ومن جهة اخرى فان النظرية الجسيمية تمثل القدرة على انها معدل مرور الفوتونات خلال وحدة مساحة عمودية على اتجاه الحركة.

وهذه تماماً طريقتان لقول نفس الشيء، احداهما تستعمل لغة النظرية الموجية والاخرى لغة النظرية الجسيمية. ومن هذا يصبح جلياً بان هذه نظرات متكاملة لنفس الظواهر الاساسية وان A_0^2 تتناسب مع R، حيث R هو عدد الفوتونات المارة خلال وحدة المساحة في وحدة الزمن حيث ان المساحة تكون عمودية على اتجاه مسار الفوتونات.

يمكن ادراك العلاقة بين A_0^2 و R من تجربة حيود بسيطة. لنفرض امواجاً مستوية w_1, w_2, w_3 (الشكل 11 - 7) تسقط عمودياً على السطح S الذي يحتوي على ثقب صغير O، وتقع خلفه صفيحة فوتوغرافية p. تمر الفوتونات خلال الثقب O بمعدل يعتمد على شدة الضوء. تسير هذه الفوتونات وتسقط على الصفيحة الفوتوغرافية مسببة اسودادها. وبعد مرور عدة الاف من هذه الفوتونات يشاهد نمط الحيود على الصفيحة حسب توزيعها الاحصائي. ان هذا النمط للضوء معروف جداً بدلالة النظرية الموجية. بما ان الشدة تمثل بكل من R و A_0^2 فان بورن فرض A_0^2 بانها احتمالية وجود فوتون في مكان معين. يمكننا ان نرى الان ان كل فوتون يمر خلال الفتحة فان A_0^2 تحدد الاحتمالية في وجود الفوتون في مكان معين على الصفيحة الفوتوغرافية. وعندما يمر عدد اكبر من الفوتونات، سيظهر نمطاً معروفاً للحيود. يبين الشكل 11 - 8 نمط الحيود الذي يتكون من 5000 فوتون.



الشكل 11 - 8 البقعة المركزية والحلقات الاربع الاولى لنمط الحيود المتكون من 5000 فوتون، من الفيزياء الحديثة لـ أم. أس. سميث نشرت من قبل لونكمان ـ لندن.

يمكن ان يعامل حيود الالكترونات في تجربة جي. بي. ثومسون بنفس الطريقة السابقة. اذ يفسر النمط المشاهد بالموجة المرافقة لكل الكترون. فاذا ارتبطت الموجة بالاحتمالية كما اعلاه نكون قادرين ان نرى كيف ان النمط الالكتروني سوف يتكون حالما يصل عدد كبير من الالكترونات الى الصفيحة. وهكذا استناداً الى فرضية الاحتمالية مع الازاحة العظمى للموجة، تمكن بورن ان يوفق بين النظريات الموجية والجسيمية لكل من الاشعاع والمادة.

مسائل

(المسائل المؤشرة بنجمة قد تم حلها بصورة كاملة في نهاية الفصل)

11 - 1 اشرح كيف تمكن دي برولي ان يوسع النظرية الموجية لتشمل الجسيمات المادية. صف كيف تم تحقيق هذا تجريبياً.

احسب الطول الموجي المرافق لالكترون بعد ان عجل من السكون بفرق جهد 1 MV.

الجواب: (1.22 pm)

11 - 2 تعجلت الالكترونات من فتيلة مسخنة تحت فرق جهد 10 kv وثم مرت خلال صفيحة رقيقة من المعدن والذي فيها يكون البعد بين المستويات الذرية 40 pm. احسب زاوية الانحراف لنمط الحيود من الرتبة الاولى. الجواب: ($17° 16'$)

11 - 3 احسب الطول الموجي المرافق لبروتون بعد ان تعجل بفرق جهد 1 kv.

الجواب: (0.9 pm)

11 - 4* مرت الكترونات معجلة بفرق جهد 10 kv خلال رقيقة من المعدن فيها البعد الذري 55 pm. ماهي زاوية الانحراف للقيمة العظمى للحيود من الرتبة الاولى؟ الجواب: ($12° 44'$)

11 - 5 دقيقة α طاقتها تساوي 10 Mev. احسب الطول الموجي الذي يقابل هذه الحالة.

الجواب: (4.2 fm)

11 - 6 احسب طول الموجة المصاحبة لجسم كتلته غرام واحد يتحرك بسرعة 2 m / s.

الجواب: (3.3×10^{-31} m)

11 - 7 تعجلت الكترونات من فتيلة ساخنة تحت فرق جهد 30 kv ومرت خلال صفيحة رقيقة من الالمنيوم. افرض ان الفاصل بين المستويات الذرية هو 0.403 nm. احسب زاوية الانحراف لنمط الحيود من الرتبة الاولى.

الجواب: ($\phi = 2\theta = 62$ min of arc)

حل لمسألة

11 - 4 تعطى سرعة الالكترونات بالعلاقة:

$$Ve = \tfrac{1}{2}mv^2.$$

زخم الالكترونات هو:

$$mv = \sqrt{2Ve\,m}.$$

الطول الموجي :

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2\,Ve\,m}}$$

$$\lambda = \frac{6{\cdot}6 \times 10^{-34}}{\sqrt{2 \times 10^{4} \times 1{\cdot}6 \times 10^{-19} \times 9{\cdot}1 \times 10^{-31}}}$$

$$= 0{\cdot}122 \times 10^{-10}\ \text{m} = 12{\cdot}2\ \text{pm}.$$

وبتطبيق معادلة براك للحيود في المستويات الذرية يكون لدينا :

$$m\lambda = 2\,d \sin\theta$$

$$1 \times 0{\cdot}122 \times 10^{-10} = 2 \times 55 \times 10^{-12} \sin\theta$$

$$\sin\theta = \frac{0{\cdot}122}{1{\cdot}1} = 0{\cdot}111$$

$$= 6^{\circ}\ 22'$$

لذا تكون الزاوية التي تنحرف خلالها الالكترونات هي :

$$2\theta = 12^{\circ}\ 44'.$$

الفصل 12

الميكانيك الموجي

12 - 1 بعض التمهيدات

لقد اعتمد الميكانيك الموجي في فهم التركيب الذري على اعتبارات بور الكمية. ان هذه الحالات المستقرة تقابل الحالات الطاقية المحددة للذرة. لقد رأينا سابقاً انه وفقاً لمبدأ هايزنبرك في اللادقة $\Delta E.\Delta t \geqslant h$ حيث ΔE و Δt هي اللادقة عند قياس الطاقة والزمن على التوالي. فاذا كانت الطاقة معروفة بالضبط فان $\Delta E \rightarrow 0$ ولذلك يكون $\Delta t \rightarrow \infty$، ويستدل من هذا ان الخطأ في قياس الزمن سوف يكون في الواقع كبيراً جداً. ويترتب على ذلك بان التحرك في الزمن سوف يكون غير ملحوظ ايضاً، ولذلك فان المدارات الالكترونية ستكون بالاحرى دون معنى.

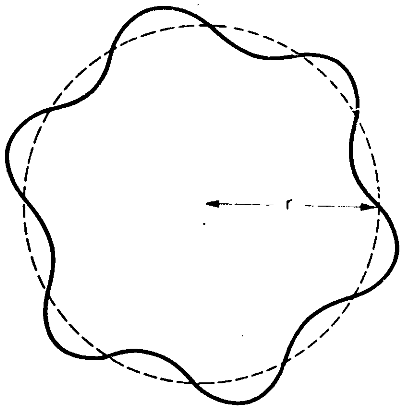
وأما أين سيكون الالكترون في لحظة معينة من ا لزمن يجب ان يستبدل بفرضيته الاحتمالية المعطاة من قبل بورن والموصوفة في الفصل السابق. ولكي نعمل هذا يجب ان نستبدل الالكترون في مداره بموجة دي برولي التي طولها $\lambda = h/mv$ حيث ان mv هو زخم الالكترون. ان الالكترون في مداره يمكن ان يستبدل بالموجة الاحتمالية لـ دي برولي على شرط ان يكون نصف قطر المدار كبيراً مقارنة مع الطول الموجي. فاذا افترضنا ان كل مدار دائري يجب ان يحتوي على عدد صحيح من الامواج كما مبين في الشكل 12 - 1، يصبح واضحاً ان المدارات بانصاف اقطار معينة فقط تكون ممكنة.

ويعني هذا كمياً بان $n\lambda = 2\pi r$ حيث r هو نصف قطر الدائرة و n هو عدد صحيح. ولكن $\lambda = h/mv$ لذا نحصل على ان $mvr = nh/2\pi$. وهذا تماماً شرط بور لمدار مستقر (انظر الفصل 7) الذي يظهر عفوياً في النظرية الكمية القديمة، لكن الآن يأتي هذا بصورة منطقية تماماً من الميكانيك الموجي.

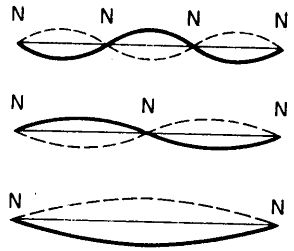
ان هذه الحالة البسيطة تكون مماثلة الى اهتزاز وتر مشدود. فاذا كان الوتر غير محدود الطول فان الاهتزاز الحاصل قد يأخذ أي شكل وأي طول موجي. وعندما ينشد الوتر بين نقطتين مثبتتين، فان انواعاً معينةً فقط من الانماط الاهتزازية تكون ممكنة كما في الشكل 12 - 2. ان الاطوال الموجية المقابلة تعطى عموماً بالعلاقة $\lambda = (2\ell / n)$ حيث ℓ هو طول الوتر و n هو عدد الحلقات فيه. والمواقع في الوتر التي لاتحصل فيها أية حركة والمؤشرة بـ N تسمى بالنقاط العقدية أو العقد. ويحصل اهتزاز مشابه في صفيحة معدنية مثبتة في مركزها عندما تطرق حافتها. وفي هذه الحالة تظهر خطوط بدلاً من النقاط ويمكن اظهارها بواسطة رشة خفيفة من الرمل على الصفيحة. والانماط التي تحصل عليها هي اشكال كلادني المعروفة جداً. ان النقاط العقدية للوتر على محور واحد والخطوط العقدية لاهتزاز الصفيحة على محورين يجب ان تستبدل بسطوح عقدية عندما نأخذ النظام الموجي بثلاثة ابعاد الذي يصاحب الالكترون داخل الذرة. ويجوز ان تكون هذه السطوح العقدية اما مستوية، كروية أو مخروطية.

لقد رأينا سابقاً كيف ان النهايات المثبتة للوتر والحافات للصفائح تحدد نمط الاهتزاز لان شروطاً حدودية معينة قد تمّ فرضها. فالالكترون الحر يمكن أن يأخذ أية طاقة ولذلك أي طول موجي ولكن

عندما يربط الالكترون بالذرة فان جذب النواة يفرض شروطاً حدودية لذا فان انماطاً اهتزازية معينة فقط تكون ممكنة تبعاً لحالات الطاقة المسموح بها او للمستوى الطاقي المنفرد.



الشكل 12 - 1 تطبيق موجة دي برولي لمدار دائري



الشكل 12 - 2 اطوار التذبذب في خيط مشدود

12 - 2 معادلة شرودنكر

بالرغم عن ان الالكترون الحر يمثل بموجة منتقلة مثل:

$$\Psi = A \sin 2\pi(\nu t - x/\lambda)$$

حيث ان السعة في نقطة معينة تعتمد على كل من x و t فان الالكترون في الذرة يوصف بموجة مستقرة التي سعتها في أية نقطة تعتمد على x فقط. ان الموجة المستقرة قد ينظر اليها على انها موجتان منتقلتان متشابهتان تتحركان في اتجاهين متعاكسين على طول المحور x حيث ان:

$$\Psi = A \sin 2\pi(\nu t - x/\lambda) + A \sin 2\pi(\nu t + x/\lambda)$$
$$= 2A \sin 2\pi\nu t.\ \cos 2\pi\ x/\lambda.$$

ان الـدالة الجيبيـة تمثل الاهتـزاز في النقطة الخـاصة المختـارة بينما السعـة ψ تعطى بـالعلاقـة: $2A \cos 2\pi x/\lambda$ وتعتمد فقط على x وليست على الزمن. ومن هذا يمكننا ان نكتب:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} = -\frac{4\pi^2}{\lambda^2} 2A \cos 2\pi x/\lambda = -\frac{4\pi^2}{\lambda^2}\psi .$$

وبكتابة هذه المعادلة بثلاثة ابعاد نحصل على:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}+\frac{4\pi^2}{\lambda^2}\psi=0.$$

وبادخال علاقة دي برولي $\lambda = (h / p)$ تصبح المعادلة اعلاه:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}+\frac{4\pi^2 p^2}{h^2}\psi=0.$$

ان الطاقة الكلية E لجزيئة هي مجموع طاقتها الكامنة V وطاقتها الحركية $(1/2)\,mv^2$، أي ان:
$(1/2)\,mv^2 = E - V$ لذا فان $mv = \sqrt{2m\,(E - V)}$
وبالتعويض في معادلة الموجة نحصل على ان:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}+\frac{8\pi^2 m}{h^2}(E-V)\,\psi=0$$

ان هذه هي معادلة الموجة غير النسبية لألكترون يمتلك طاقة حركية كامنة وغالباً ماتعرف بمعـادلة شرودنكر.

وفي ذرة مثل الهيدروجين فان الالكترون لم يعد حراً لكونه يتحرك في المجال الكهربائي للنواة وانه يمتلك طاقة كامنة V تساوي $-Ze^2/r4\pi\epsilon_0$ حيث r هو المسافة للألكترون الذي شحنته $-e$ من النواة التي شحنتها $+Ze$ وϵ_0هي سماحية الفراغ بوحدات S.I. وفي هذا التعبير قد فرض بان الطاقة الكامنة لالكترون في الذرة سالبة وتصل الى الصفر بالضبط عندما يهرب الالكترون الى مسافة لانهاية من النواة، حيث يقال بان الذرة متأينة. ان اختيار الصفر للطاقة الكامنة هو كمية مطلقة تماماً، لكن هذا الاختيار يقدم فائدة في ان الطاقة الكلية E (الطاقة الحركية مع الطاقة الكامنة) للالكترون تكون موجبة أو سالبة طبقاً الى حالة كون الالكترون قد هرب من الذرة أم لا. لقد وجد ان الحلول لمعادلة الموجة تكون ممكنة لجميع القيم الموجبة لـ E، وان الطاقة الكلية التي تتضمن ان الكترونا بعد ان هرب من الذرة يمكن ان يمتلك أية قيمة لطاقته الحركية.

ومن ناحية اخرى فان القيمة السالبـة لـ E تعني ان الالكترون يجب ان يتحـرك دائماً في المجـال الكهربائي للنواة. لذا فان الالكترون له شروط حدودية مفروضة على حركته التي تقابل انماطاً اهتزازية لوتر مشدود ومثبت في نهايتيه كما موضح في الشكل 12 - 2 الذي يعطى فيها الطول الموجي بالعلاقة

2d/n، حيث d هو طول الوتر و n هو عدد صحيح.

ولكي نحل معادلة الموجة علينا ان نتحول أولاً من الاحداثيات الديكارتية (x,y,z) الى الاحداثيات القطبية لذا يكون لدينا:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial r^2}+\frac{2}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial\theta^2}+\frac{\cot\theta}{r^2}\frac{\partial\psi}{\partial\theta}+\frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2\psi}{\partial\phi^2}+\frac{8\pi^2m}{h^2}\left(E+\frac{Ze^2}{r4\pi\epsilon_0}\right)\psi=0.$$

ان حل هذه المعادلة هو حاصل ضرب الدوال R, θ, ϕ الذي يعتمد فقط على r, θ, ϕ على التوالي. يمكن تجزئة هذه المعادلة الى ثلاث معادلات تعتمد على r, θ, و ϕ والتي فيها m_ℓ و ℓ تظهر كثوابت حيث ان:

$$\frac{d^2R}{dr^2}+\frac{2}{r}\frac{dR}{dr}+\frac{8\pi^2m}{h^2}\left(E+\frac{Ze^2}{r4\pi\epsilon_0}\right)R=\frac{l(l+1)}{r^2}R \qquad (12.1)$$

$$\frac{d^2\Theta}{d\theta^2}+\cot\theta\frac{d\Theta}{d\theta}+l(l+1)\,\Theta-\frac{m_l{}^2\Theta}{\sin^2\theta}=0 \qquad (12.2)$$

$$\frac{d^2\Phi}{d\phi^2}+m_l^2\,\Phi=0. \qquad (12.3)$$

ان الثابت ℓ هو في الحقيقة العدد الكمي المداري الذي جابهناه فعلاً في الفصل السابع. وعندما يوصف المحور z فيزيائياً بمجال مغناطيسي ضعيف بحيث لايؤثر على التوزيع الالكتروني، فان m_ℓ يصبح العدد الكمي المغناطيسي الذي أدخل لأول مرة في الفصل التاسع.

للتأكد بان θ و ϕ ذات قيمة منفردة، فان الحلول للمعادلات الثانية والثالثة تتطلب بان يكون كل من ℓ و m_ℓ اعداداً صحيحة وان m_ℓ يجب ان يقع في المدى ℓ + و ℓ -. وعند ادخال هذه القيم الصحيحة في المعادلة الاولى وجدت ان هناك قيماً طاقية معينة فقط تكون ممكنة وهذه تعطى بالمعادلة:

$$E=-\frac{2\pi^2me^4Z^2}{n^2h^2(4\pi\epsilon_0)^2}$$

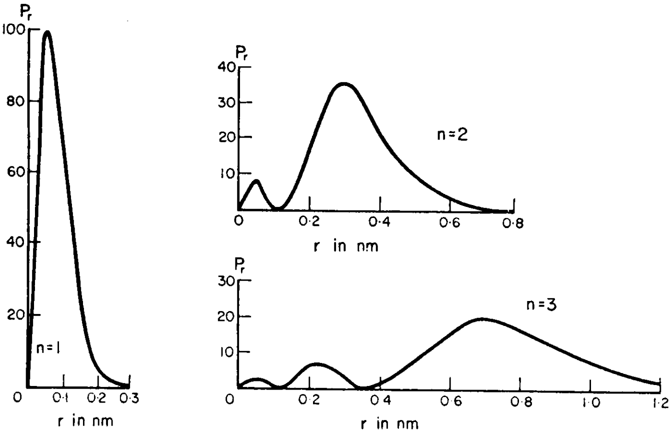
حيث ان n هو العدد الكمي الرئيسي الذي ادخل أولاً في الفصل السابع. هذه هي نفس المعادلة التي حصلنا عليها من نموذج بور للذرة والتي تتطلب فرضية الحالات المستقرة. ان الفرق المهم هو الفرضيات المطلقة مثل تلك التي فرضها بور لم تكن مطلوبة لاشتقاق هذه المعادلة عندما استعمل نموذج الميكانيك الموجي للذرة.

12 - 3 الاقتراب الاحتمالي

لقد رأينا سابقاً كيف ان الاحتمالية لايجاد الكترون في نقطة معينة تتناسب مع مربع السعة لموجة دي برولي. وفي حجم δv يصبح $\psi^2\delta v$ (وبدقة اكثر فهي $|\psi|^2\delta v$ أو $\psi\psi^*\delta v$ حيث ψ^* هو المرافق المعقد لـ ψ).

واضافة الى ذلك، بما انه من المؤكد وجود الكترون في مكان ما في الفراغ، لذا فان الجمع لكل من

هذه الكميات $\psi^2\delta v$ يجب ان يكون واحد. وبتعبير رياضي يكون هذا بالضبط $\int\psi^2\delta v = 1$. ان الاحتمالية لايجاد الكترون بين r و $r + \delta r$ من النواة هي $\psi^2 4\pi r^2 \delta r$ وهكذا فان الاحتمالية p_r لايجاد



الشكل 12 - 3 توزيع احتمالية الالكترون داخل الذرة

الكترون على مسافة r من النواة تتناسب مع $\psi^2 r^2$. وعندما ترسم p_r ضد r لقيم مختلفة لـ n التي تقابل حالات طاقية مختلفة في الذرة تحصل المنحنيات المبينة في الشكل 12 - 3. وتحصل القيمة العظمى للمنحنى عندما n = 1 لنفس المسافة كنصف القطر للمدار الأول لذرة بور. والآن يمكن ان نقول بان وجود الالكترون في هذه المسافة من النواة اكثر احتمالاً بدلاً من القول ان الالكترون يتحرك في هذا المدار. ولقيم اكبر من n، فان وجود الالكترون سوف يكون اكثر احتمالاً على مسافات اكبر من النواة ولكن لاتزال هناك احتمالية لابأس بها لايجاده في مواقع مقابلة الى قيم أوطأ من n كما مبين. وعلى عكس نظرية بور يظهر الآن بان هناك احتمالية لوجود الالكترون على مسافة قريبة جداً من النواة.

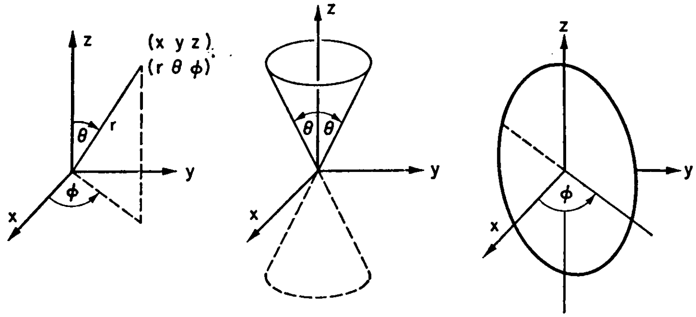
12 - 4 السطوح العقدية

نلاحظ في الشكل 12 - 3 ان منحني الاحتمالية يهبط الى الصفر بين القمم لانصاف اقطار معينة. وبغض النظر عن نقطة الاصل التي فيها r = 0. فان هذه تقابل سطوح عقدية كروية مماثلة الى النقاط العقدية للوتر المهتز الشكل (12 - 2). عند هذه الكرات العقدية $\psi = 0$ وحل المعادلة (12 - 1) يبين انه يوجد $(n-\ell-1)$ من القيم لنصف القطر r الذي يحصل فيه هذا. ان حل المعادلة 12 - 2 يبين ان $(\ell - m_\ell)$* من السطوح العقدية الاخرى تحصل والتي تتعين بالقيم الثابتة لـ θ. ان الرجوع الى شكل 12 - 4 (a) و (b) سيبين هذه تقابل اشكالاً مخروطية لها محاور متناظرة ومتطابقة حول المحور z. ان المعادلة الثالثة تعطينا m_ℓ من السطوح العقدية التي لها قيم ثابتة لـ ϕ وبتفحص الشكل 12 - 4 (c) يظهر بان هذه مستويات عقدية خلال نقطة الاصل وتحتوي على المحور z وبمجال مغناطيسي ضعيف وباختصار يكون لدينا:

(i) عدد من الكرات العقدية $n - \ell - 1$
(ii) عدد من المخاريط العقدية $\ell - m_\ell$
(iii) عدد من المستويات العقدية m_ℓ

(المجموع: (ii) + (iii) = ℓ ؛ (i) + (ii) + (iii) = $n - 1$)

* ومما يلي m_ℓ يجب ان يعتبر كمعامل للعدد الكمي المغناطيسي



(ج) المستويات العقدية (ب) المخاريط العقدية (أ) الاحداثيات القطبية

الشكل 12 - 4 المخاريط العقدية والمستويات العقدية

12 - 5 تفسير الاعداد الكمية

وباضافة ماجاء اعلاه سوية نجد ان العدد الكلي للسطوح العقدية هو (n - 1). واضافة الى هذا سوف نجد ان p_r تنزل الى الصفر ايضاً عندما يصبح r كبير جداً.

لذا يمكن ان نتصور بان هناك سطحاً عقدياً كروياً اضافياً على مسافة لانهاية من النواة. وهكذا فان n العدد الكمي الرئيسي قد يمكن اعتباره هو العدد الكلي للسطوح العقدية اذا تضمنا السطح الكروي في المالانهاية. وبهذه الطريقة يمكن ان نعبر عن n بدلالة العدد الكلي للسطوح العقدية. وكمثال، عند تفحص المنحنيات للقيم $n = 1,2,3$ (الشكل 12 - 3) نجد ان n يساوي عدد السطوح العقدية الكروية لان $\ell = 0$ في كل حالة.

نعود ثانية الى الاعداد للأنواع المختلفة من السطوح العقدية فنرى ان العدد الكمي المداري يساوي مجموع عدد المخاريط العقدية والمستويات العقدية. لذلك فانه من المناسب ان نعرف ℓ بالعدد الكلي للسطوح العقدية غير الكروية المارة خلال النواة. يبين الشكل 12 - 5(a) ثلاثة سطوح عقدية خلال النواة، مستوي عقدي واحد وسطحين مخروطين. ويبين الشكل 12 - 5(d) ثلاثة سطوح عقدية ايضاً تمر جميعها خلال النواة. لكل من هذه الحالات $\ell = 3$ لذا فان n يجب ان يكون على الاقل 4.

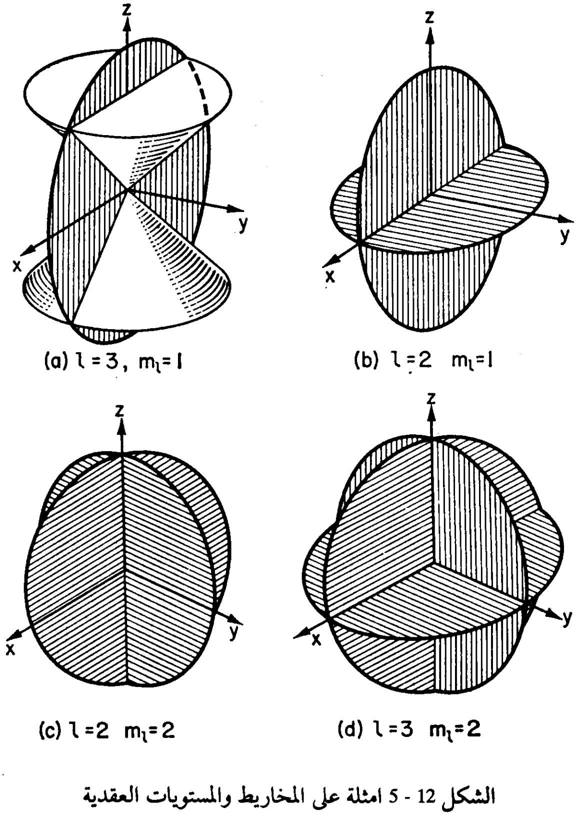
علينا ان نتذكر بان العدد الكمي المداري ℓ يمكن ان يأخذ جميع القيم لغاية (n - 1). ان السبب لهذا يصبح واضحاً عندما نتذكر كيف اننا عرفنا كل من n و ℓ بدلالة المستويات العقدية. بما ان n تتضمن الكرة العقدية في المالانهاية، لذا يبدو مقنعاً ان هذا الشرط يجب ان يكون مستوفياً دائماً لانه يتضمن على ان الفرصة لايجاد الالكترون في المالانهاية ستكون صغيرة الى حد الانعدام. لذا فان هذه الكرة العقدية في المالانهاية لايمكن اعتبارها كواحد من السطوح العقدية يمر خلال النواة لها ℓ ولذلك فان ℓ لايمكن ان يتعدى (n - 1).

وفي ذرة الهيدروجين، فان الحالات التي لها نفس n تمتلك جميعها نفس الطاقة حتى اذا كانت قيم ℓ مختلفة. ويقال عن هذه الحالات بانها متحللة ولايمكن ان تميزها تجريبياً. ففي حالة المعادن القلوية رأينا انه بسبب وجود قلب مركزي للالكترونات حول النواة، فان هذه المستويات لم تعد تمتلك نفس الطاقة ويصبح بالامكان تمييز المستويات التي تقابل القيم $\ell = 0,1,2,3$ على التوالي.

علينا ان نتذكر، بينما المستويات S اي عندما $\ell = 0$، تبتعد كثيراً عن نظرية بـور البسيطة، فـان المستويات F، $(\ell = 3)$ تقترب جداً منها. واستناداً الى نموذج الميكانيك الموجي فـانه كلما كـان عدد

المستويات العقدية التي تمر خلال النواة اكثر، كلما كانت احتمالية وجود الالكترون في ذلك الحيز اقل. لذا فيمكن لنا ان نفترض المدارات الدائرية للقيم العالية للعدد الكمي المداري ℓ. وعندما $\ell = 0$ يكون هناك احتمالاً اكبر لايجاد الكترون قرب النواة، وهذا يؤدي الى ابتعاد اكبر عن معادلة بور البسيطة. واستناداً الى نموذج الميكانيك الموجي يقابل هذا النمط الكروي للأهتزاز وبالنسبة لنموذج مدار بور فهذا يقابل مداراً ذو اقصى اختلاف مركزي (لامركزي) ونفاذية الى قلب الذرة المركزي.

لقد رأينا سابقاً انه عندما يمثل المحور Z بمجال مغناطيسي ضعيف فان العدد الكمي المغناطيسي m_ℓ يكون مساوياً الى عدد المستويات العقدية المارة خلال النواة تحتوي على محور z امثلة على هذا مبينة في الشكل 12 - 5 والذي فيه $\ell = 3$ لكل من الشكل 12 - 5(a) و 12 - 5(d) بينما $m_\ell = 1$ و 2 على التوالي. وفي الاشكال 12 - 5(b) و 12 - 5(c) حيث $\ell = 2$ ، m_ℓ تكون ايضاً مساوية الى 1 و 2 على التوالي. ومن الطريقة التي عرفت بها m_ℓ، انه من الواضح انها يمكن أن تأخذ فقط قيماً صحيحة لحد وبضمنها ℓ. وظهرت من التحليلات الدقيقة بان m_ℓ يمكن ان تأخذ جميع القيم الصحيحة التي تتراوح من $\ell +$ الى $\ell -$ . . وبضمنها الصفر. لذا فان عندما يكون $\ell = 2$ ، يمكن لـ m_ℓ أن تأخذ خمس قيم وهي $-2, -1,$ $0, +1, +2$



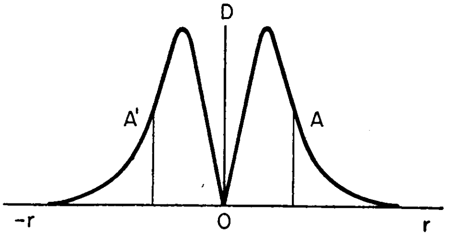
الشكل 12 - 5 امثلة على المخاريط والمستويات العقدية

12 - 6 التوزيعات الزاوية للكثافة الالكترونية

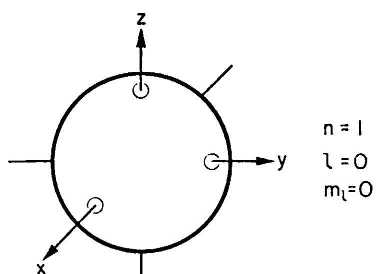
علينا ان نتذكر بان الذي نلاحظه هو عندما تكون الذرات مجتمعة، ومن المحتمل عدة ملايين منها كل

مرة، وعليه فان التوزيع الالكتروني المحتمل يكون بديلاً مفيداً. ان هذا العدد الكبير من الذرات سيكون كافياً ليعطي توزيعاً كاملاً للالكترونات تبعاً للاحتمالات اعلاه. انه غالباً مايكون ملائماً لذلك ان نفكر كون هذه الذرات كذرة منفردة بتوزيع كثافة الكترونية بدلاً من توزيع احتمالي للالكترونات في ذرة منفردة.

ان التوزيعات للالكترون المقابلة لمختلف حالات الطاقة للذرة يمكن الحصول عليها من الحلول لمعادلة الموجة لشرودنكر. ومثل هذه الحسابات تكون خارج مجال هذا الكتاب الا ان توزيعات الكثافة الالكترونية لحالات الطاقة المقابلة لقيم $n = 1, 2$ و 3 سوف توصف. وهذا سوف يبين كيف ان الاعداد الكمية n, ℓ و m_ℓ ذات علاقة بشكل توزيعات الكثافة الالكترونية في الذرة ولمختلف حالات التهيج. وبالاحتفاظ بالنظرة الجماعية للتوزيع الالكتروني يجب ان نستبدل الاحتمالية p_r في الشكل 12 - 3 بالكثافة الالكترونية D وبذلك نحصل على الشكل 12 - 6. لذرة فيها $n = 1$. هذا التوزيع هو نفسه لجميع الزوايا θ. ولذلك يحصل تناظراً كروياً حول النواة في O. فاذا هبطت الكثافة الالكترونية الى نصف قيمتها العظمى في النقاط A و A′ فان المحل الهندسي لجميع مثل هذه النقاط سوف يقع على سطح كرة مركزها في 0. ان هذه الكرة تعطينا صورة مبسطة لتوزيع الكثافة الالكترونية ويمكن ان ينظر اليها ككرة بثلاثة محاور ديكارتية كما مبين في الشكل 12 - 7.



الشكل 12 - 6توزيع الكثافة الالكترونية



الشكل 12 - 7 توزيع الكثافة الالكترونية الكروية

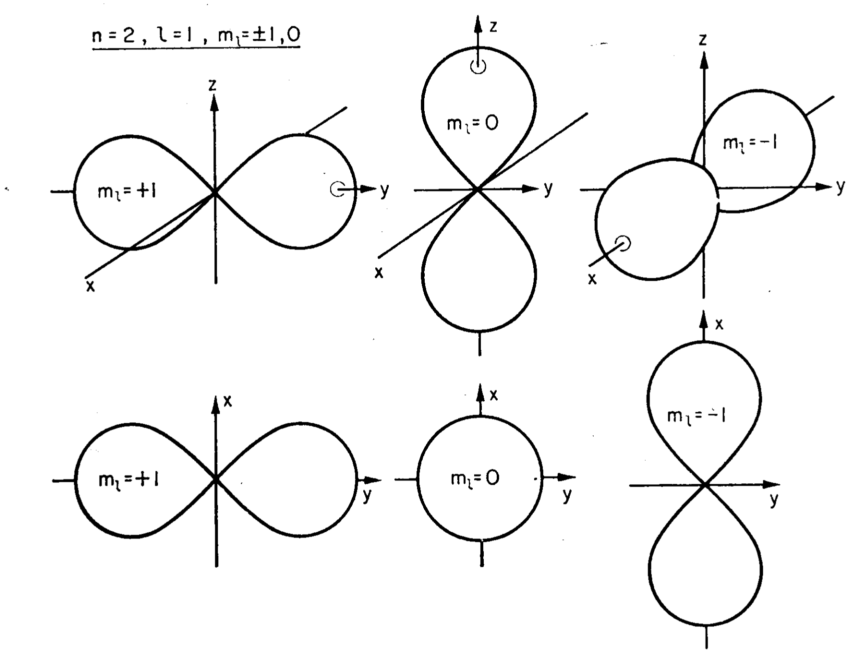
وللقيم $n = 2$ و $\ell = 0$ يمكن الحصول على كرة اخرى بنصف قطر اكبر عندما $n = 2$ و $\ell = 1$ حيث يكون $m_\ell = \pm 1, 0$ لذا فان هناك ثلاثة توزيعات الكترونية زاوية ممكنة تقابل ثلاث حالات منحلّة*.

---

* فيما يلي، سيقتصر على توزيع الكثافة الالكترونية الزاوية.
وهذا هو نتيجة الحلول للدوال θ و ϕ في المعادلات 12 - 2 و 12 - 3. ان الكثافة الالكترونية الكلية في اية نقطة تعطى بحاصل ضرب $R\theta\phi$ حيث ان R هو حل للمعادلة 12 - 1.

ان هذه التوزيعات تكون على شكل الدمبل تقريباً ومحاورها واقعة على طول كل من المحاور الثلاثة z,y,x . وهذه الاشكال مبينة في النصف العلوي للشكل 12 - 8 . وتحت كل من هذه الاشكال منظر ينظر اليه نحو الاسفل على استقامة المحور z . وهذا يبين المستويات العقدية الواقعة في المستويات xz و yz لكل من $m_\ell = +1$ و $m_\ell = -1$ على التوالي . في الشكل الاوسط لايوجد مستوي عقدي يحتوي على المحور z وهذا يقابل للحالة $m_\ell = 0$. وعندما يكون $n = 3$ فان ℓ يمكن ان تمتلك القيم 2,1,0 . فاذا كان $\ell = 0$ فان التوزيع يكون ثانية كروياً ، ولو اكبر من كلتا الحالتين السابقتين ، لكن قد لاتزال ممثلة بالشكل 12 - 7 . ومع $\ell = 1$ ، فان m_ℓ مرة اخرى تأخذ القيم الثلاث 0 و ±1 والتي فيها توجد ثلاثة توزيعات الكترونية مشابهة لتلك التي وصفاها تواً عندما $n = 2$ كما موضح في الشكل 12 - 8 .

وهناك خمس حالات متحللة تكون ممكنة عندما $\ell = 2$ ، مقابلة الى الاعداد الكمية المغناطيسية $m_\ell = \pm2, \pm1, 0$. يمكن رؤية هذه الحالات بسهولة لتوزيعين دمبليين وتكون محاورهما بزوايا قائمة ومتجهة بطرق مختلفة بالنسبة الى المحاور y,x و z (الشكل 12 - 9) . اذا كان $m_\ell = \pm2$ ، فان الدمبلين

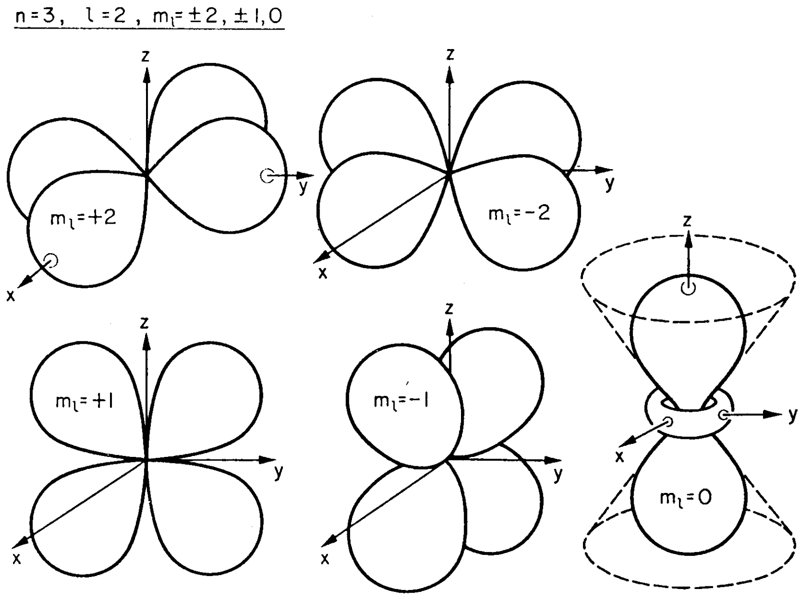


الشكل 12 - 8 توزيعات الكثافة الالكترونية الزاوية لـ n = 2

تقعان في المستوى xy . في احدى الحالات $(m_\ell = +2)$ تقع المحاور لكل دمبل على استقامة احد المحاور الديكارتية ، وفي الحالة الاخرى $(m_\ell = -2)$ فانها تدور خلال 45° في المستوى xy . ان هذه الحالات مبينة في الشكل 12 - 10 عند النظر باستقامة المحور z حيث هناك مستويين عقديين يظهران في كل حالة مقابلة الى $m_\ell = \pm2$. وعندما نأخذ $m_\ell = \pm1$ فان نفس الصورة للدمبلين بزوايا قائمة تكون مطلوبة . ولكن الشكل 12 - 9 . يبين كيف انهما الان تقعان في المستوى yz للحالة $m_\ell = +1$ وفي المستوى xz عندما $m_\ell = -1$ وعند النظر الى الاشكال المبينة في الشكل 12 - 10 وعلى استقامة المحور Z يبين فقط توزيع دمبل منفرد عندما $m_\ell = \pm1$ ، بينما الآخر يقع تحته تماماً . هذه الاشكال تبين بوضوح على ان

مستوى عقدي واحد فقط يحتوى المحور z يكون موجوداً في كل منها مقابلاً الى $m_\ell = \pm 1$. ان المستوي العقدي الآخر يقع في المستوى xy بحيث يكون هناك مستويان عقديان اثنان خلال النواة حيث يكون $\ell = 2$.

ان الامكانية الخامسة تعطى بالقيمة $m_\ell = 0$، والتي فيها يتكون التوزيع الالكتروني دمبل منفرد محوره على المحور z وحلقة صغيرة أو طوق يقع في المستوي xy حول اضيق جزء من الدمبل (الشكل 12 - 9) . يبين الشكل (12 - 10) انه لاتمر مستويات عقدية خلال نقطة الاصل وتحتوي على المحور z . وفي الحقيقة لاتمر مستويات عقدية خلال النواة على الاطلاق . وهذه الحالة تكون قائمة للحالة المغناطيسية $m_\ell = 0$. يحصل السطحان العقديان المخروطيان في الشكل 12 - 9 عندما يكون $\ell = 2$.

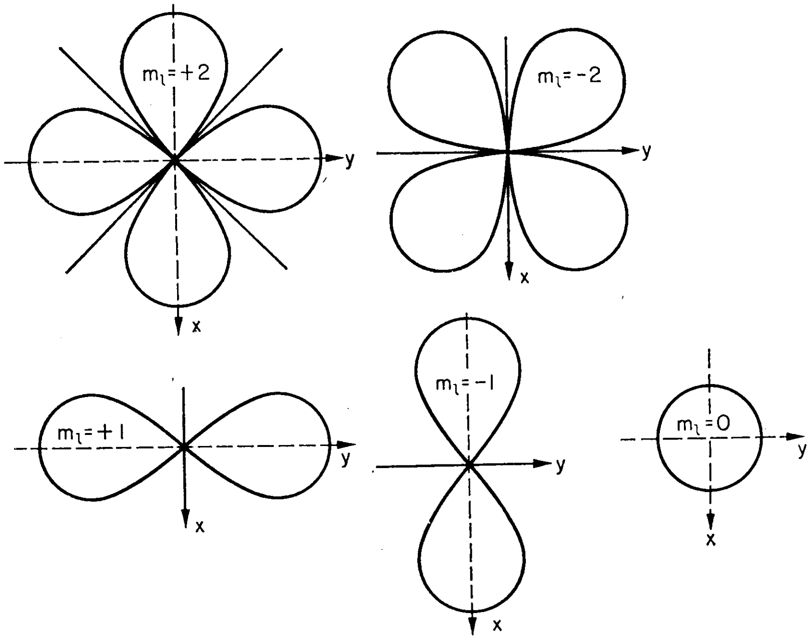


الشكل 12 - 9 توزيعات الكثافة الالكترونية لـ $n = 3$

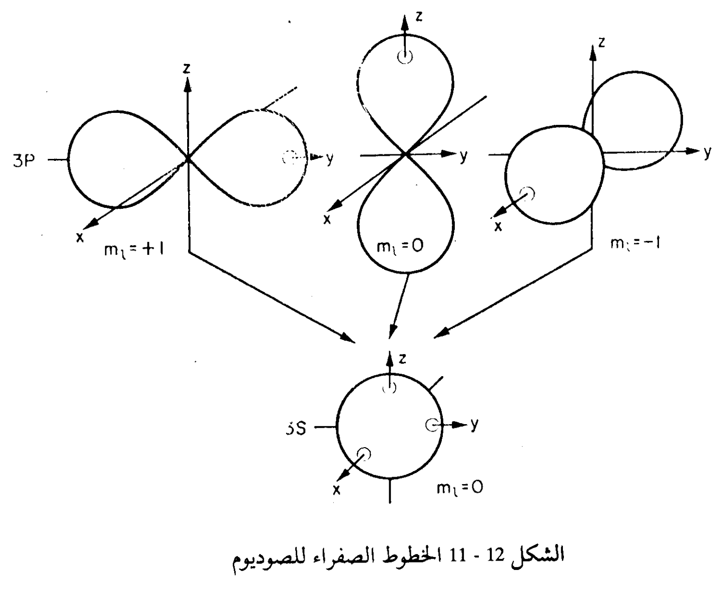
12 - 7 بعض الامثلة

من المعروف ان الخطوط الصفراء للصوديوم تعزى الى انتقال الكتروني من المستوى 3P الى 3S ويمكن تصور هذا بدلالة التغيرات في توزيعات الكثافة الالكترونية الزاوية . تمثل الحالة $3P$ في الشكل 12 - 11 بثلاثة اتجاهات ممكنة لتوزيع الشحنة الدمبلي، كل واحد منها له نفس الطاقة . لذا فان هذه الاتجاهات غير متميزة ويقال انها متحللة . ان حالة الطاقة $3S$ تمثل بتوزيع كروي منفرد للشحنة لذا فانه غير متحلل .

ان تغييراً في أحد الاتجاهات للحالة $3P$ الى الحالة $3S$ يكون مصحوباً بانبعاث فوتون له نفس الطاقة والتردد لكل من التغيرات الثلاثة الممكنة . ان الصفة المميزة للنموذج اعلاه هي ان التغيير في الطاقة يؤدي الى انبعاث فوتون ويكون هذا دائماً مصحوباً بتغيير في شكل التوزيع الزاوي للشحنة . ان هذا هو بالضبط طريقة اخرى للنظر في قاعدة الانتقاء $\Delta \ell = \pm 1$ للعدد الكمي المداري .



الشكل 12 - 10 منظر مسطح للتوزيع لـ n = 3

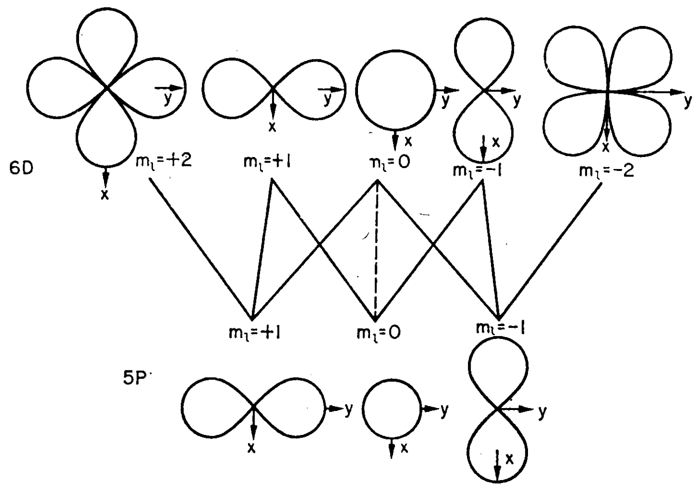


الشكل 12 - 11 الخطوط الصفراء للصوديوم

وفي مجال مغناطيسي تكون الاتجاهات الثلاثة المختلفة للشحنة المصاحبة للمستوي $3P$ تأخذ قيماً طاقية مختلفة قليلاً والتي ستظهر على شكل انبعاث ثلاثة فوتونات لها ترددات مختلفة قليلاً. ان هذا هو تأثير زيمان، الذي يكون معقداً في حالة الصوديوم لوجود محصلة البرم الالكتروني الذي عولج في الملحق C.

ن تأثير زيمان للخط الاحمر للكادميوم في 643.8 nm الذي قدمناه في الفصل 9، والذي لايوجد فيه محصلة البرم الالكتروني، قد يفسر بدلالة التوزيعات الالكترونية المدارية. ينشأ هذا الخط من انتقال الكترون من المستوى 6D، الى 5P، والاشكال الخاصة باتجاهات الكثافة الالكترونية لكل من هذه الحالات كما هي في الشكل 12 - 12. ان لهذه الحالات طاقات مختلفة عندما توضع في مجال مغناطيسي وتخضع الانتقالات فيما بينها لقاعدة الانتقاء $\triangle m_\ell = \pm 1, 0$ ماعدا $\triangle m_\ell = 0 \rightarrow 0$.

ومرة اخرى سوف نجد بان هذه الانتقالات تكون مقابلة الى التغيرات في شكل التوزيعات الزاوية للكثافة الالكترونية. بما ان لكل من الحالات P و D تكون فروق الطاقة بين المستويات المتجاورة متساوية، فان جميع الفوتونات المنبعثة عندما $\triangle m_\ell = +1$ لها نفس التردد وبالمثل عندما $\triangle m_\ell = 0$ و $\triangle m_\ell = -1$، لذا نشاهد فقط ثلاثة ترددات مختلفة قليلاً.



الشكل 12 - 12 تأثير زيمان للخط الاحمر للكادميوم

مسائل

12 - 1 عرف الاعداد الكمية ℓ, n و m_ℓ بدلالة السطوح العقدية المصاحبة مع نموذج الميكانيك الموجي للذرة. وضح جوابك استناداً الى توزيع الشحنة في الحالة D للذرة التي فيها $n = 3$ و $\ell = 2$.

12 - 2 تعطى الدالة الموجية للهيدروجين في الحالة $1S$ التي فيها $n = 1$، $\ell = 0$ و $m_\ell = 0$ بالعلاقة: $\psi = \pi^{-1/2}. a^{-3/2}. e^{-r/a}$ حيث a هو نصف قطر بور ويساوي 0.53×10^{-10} متر. اشتق معادلة الكثافة الاحتمالية وأوجد أين على الاكثر يحتمل ان يتواجد الالكترون. ارسم على نفس الشكل البياني الدالة الموجية وكثافة الاحتمالية. الجواب: (الاحتمالية العظمى عندما $r = a$)

12 - 3 اعد السؤال اعلاه للهيدروجين في الحالة 2S حيث $n = 2$، $\ell = 0$، $m_\ell = 0$ والدالة الموجية تعطى بالعلاقة: $\psi = \pi^{-1/2} 2^{-5/2} a^{-3/2} (2 - r/a) e^{-r/2a}$.

الجواب: (الاحتمالية العظمى عندما $r = 0.76a$ و $r = 5.24a$)

12 - 4 الدالة الموجية للهدروجين في الحالة 2p
(2 = n ,1 = ℓ ,0 = m_ℓ) تعطى بالعلاقة:

$$\psi=\pi^{-1}2^{-2}\cos\theta a^{-5/2}e^{-r/2a}.$$

اشتق معادلة الكثافة الاحتمالية على استقامة المحور z الذي فيه 0 = θ وأوجد في أي مكان يحتمل وجود الالكترون على الاكثر:
الجواب: (الاحتمالية العظمى عندما r = 2a).

12 - 5 ارسم الدالة الموجية والكثافة الاحتمالية للهيدروجين للحالة 3S (3 = n ,0 = ℓ ,0 = m_ℓ) علماً بان الدالة الموجية هي:

$$\psi=2\times3^{-3/2}a^{-3/2}\{1-\tfrac{2}{3}r/a+\tfrac{2}{27}(r/a)^2\}e^{-r/a}.$$

الفصل 13

النظرية الذرية في المغناطيسية

13 - 1 شمولية المغناطيسية

عندما نتكلم عن مادة مغناطيسية نعني بها تقريباً دائماً الحديد أو الفولاذ الذي نستعمله في تصنيع المغناطيس أو المواد التي تنجذب بمغناطيس. ولكن هذه فقط ميزة خاصة بالمغناطيس، أي المغناطيسية الحديدية، وفي الحقيقة فان جميع المواد مغناطيسية تتأثر بدرجة كبيرة أو قليلة بمجال مغناطيسي قوي، وعلى الاخص، المواد المغناطيسية الحديدية كالحديد، الكوبلت، النيكل وبعض السبائك، وجميعها تتأثر بشدة، حتى بمجال مغناطيسي ضعيف. لقد بين فاراداي تجريبياً لأول مرة بان جميع المواد ذات صفة مغناطيسية ويمكن تقسيمها الى ثلاث مجاميع:

1) المواد الدايامغناطيسية التي يكون فيها المحور الطويل لاسطوانة المادة واقعاً بصورة عمودية على خطوط القوة لمجال مغناطيسي قوي وغير منتظم.

2) المواد البارامغناطيسية التي يكون فيها المحور الطويل موازٍ الى خطوط القوة لمجال قوي.

3) المواد ذات المغناطيسية الحديدية التي يكون فيها المحور الطويل واقعاً بصورة موازية الى خطوط القوة لمجال مغناطيسي ضعيف. يبين الشكل 13 - 1 مخططاً لسلوك المواد الثلاث.

يعرّف المجال المغناطيسي B، بانه القوة على وحدة عنصر من التيار في المادة المغناطيسية، ويعطى بالتعبير $B=\mu_0(H+M)$ حيث B هو المجال المغناطيسي أو كثافة الدفق بوحدات تسلا H, (T) هي قوة المغنطة الملفية أو الجهد بوحدات الامبير بالمتر أو (A / m) و M هي شدة المغنطة أو العزم المغناطيسي في وحدة الحجوم مقاسة ايضاً بوحدات A / m.

يسمى الثابت μ_0 بالنفاذية للفضاء المطلق (الفراغ) ويقاس بوحدات هنري بالمتر (henry / m) ويجب ان ينظر اليه كثابت مغناطيسي اساسي مطلوب لربط الظواهر المغناطيسية مع مقادير القوة والتيار كما عرف سابقاً.

ان B و H لمواد عديدة يرتبطان مباشرة بالعلاقة $B=\mu_0\mu_r H=\mu H$ حيث ان μ هو النفاذية المغناطيسية للمادة بوحدات henry / m و μ_r هو النفاذية النسبية وهو عدد مجرد من الوحدات.

ان النسبة $\mu_r=\mu/\mu_0$ تمكننا أن نميز بين الحالات المغناطيسية الثلاث للمادة. ولمعظم المواد يكون μ_r واحد تقريباً، ولكن عندما $\mu_r > 1$ فان المادة تكون بارامغناطيسية وعندما يكون $\mu_r < 1$ فان المادة دايامغناطيسية. واضافة لذلك فان بعض المواد الصلبة تمتلك $\mu_r \gg 1$ وقد يصل الى حد $\mu_r = 100000$، وهذه هي المغناطيسيات الحديدية. للمواد الدايامغناطيسية والبارامغناطيسية μ_r يكون ثابت لكن للمواد المغناطيسية الحديدية يكون μ_r دالة لقوة المغنطة الملفية H.

ان كمية المغنطة M تتناسب مع المجال B خلال العلاقة $M = xB$ حيث x هي المغنطة بوحدة شدة المجال، أو التأثرية المغناطيسية الحجمية للمادة وتكون ثابتة للمواد الدايامغناطيسية والبارامغناطيسية.

ان درجة المغنطة في جسم ما يمكن ان يعبر عنها ايضا بالتأثرية النوعية $x_m = x / \rho$ حيث ρ هي كثافة الجسم أو التأثرية الذرية (الوزن الجزيئي للمادة) $x_A = x_m$ x من العلاقة:

$$B=\mu_0(H+M) \text{ and } B=\mu_0\mu_r H$$

نحصل على:

$$B=\mu_0(B/\mu_0\mu_r+M)$$

أو:

$$B\left(1-\frac{1}{\mu_r}\right)=\mu_0 M,$$

أي ان:

$$\chi=\frac{M}{B}=\frac{\mu_r-1}{\mu_0\mu_r}$$

ونحن نرى ان وحدات x هي m / henry أو μ_0^{-1}) بالسومرفيلد ـ وحدات S.I.

ان التأثرية الحجمية تعتمد على (μ_r - 1) في اشارتها حيث انها سالبة للمواد الدايامغناطيسية وموجبة للمواد البارامغناطيسية كما مبين في الجدول 13 - 1. أما للمواد المغناطيسية الحديدية فان المعادلة اعلاه لـ x لاتنطبق بدقة، لان μ_r يكون كبيراً جداً ولم يعد مقدار ثابت. ان المقدار المهم في حالة المغناطيسيات الحديدية هو $(\mu_r)_{max}$، بعض قيمها معطاة في الجدول 13 - 1.

نأخذ النحاس كمثال وفيه: $(\mu_r-1)=-0{\cdot}96\times10^{-5}$

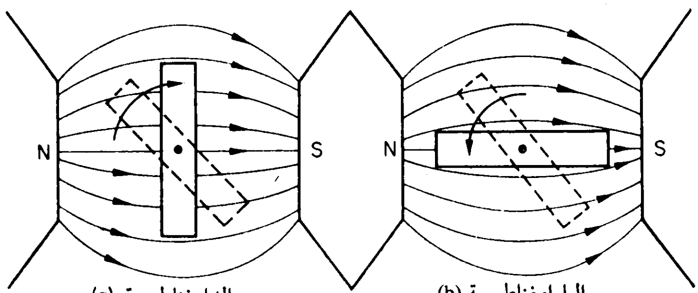
(الجدول 13 - 1). بما أن: $\rho=8{\cdot}9\times10^3 \text{kg/m}^3$

فيكون لدينا على ضوء $\mu_r \sim 1$:

$$-\chi_A=\frac{0{\cdot}96\times10^{-5}\times63{\cdot}5}{8{\cdot}9\times10^3\times10^3\times4\pi\times10^{-7}} \text{ per gram atom}$$

$$=5{\cdot}5\times10^{-5} \text{ S.I. units per gram atom.}$$

وهذه هي القيمة التقريبية التي حصلت عليها من الشكل 13 - 2

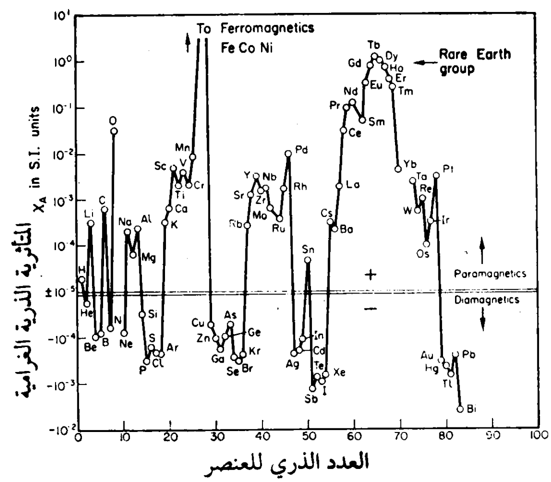


الشكل 13 - 1 الاسطوانات الدايامغناطيسية والبارامغناطيسية المعلقة في مجال مغناطيسي شديد. تقع الاسطوانات الفرومغناطيسية كما في (a) ولكن في مجال مغناطيسي ضعيف.

الجدول 13 - 1

التأثرية الحجمية في درجة حرارة الغرفة بدلالة $(\mu_r - 1)$

الدايامغناطيسية $(\mu_r - 1) \times 10^5$		البارامغناطيسية $(\mu_r - 1) \times 10^5$		الفيرومغناطيسية μ_{rmax}	
Antimony	−7·2	Aluminium	2·2	Cobalt	240
Bismuth	−1·7	Platinum	2·9	Nickel	1000
Copper	−0·96	Neodymium	320	Purified iron	180 000
Graphite	−10·1	Oxygen (−183°C)	366	Transformer Steel	5400
Quartz	−1·5	Ferric alum	65	Cold rolled steel	2000
Mercury	−3·2	$CoCl_2$ (solid)	380	45 Permalloy	25 000
Helium (s.t.p.)	−0·01	Air (s.t.p.)	0·039	Mu Metal	100 000
NaCl (solid)	−1·35	$MnCl_2$ (solid)	400	Supermalloy	800 000
$BaCl_2$ (solid)	−1·99	$FeCl_3$ (solid)	303	Ferroxcube III / Mn-Zn ferrite	1500



الشكل 13 - 2 المتأثريات الذرية الغرامية المتجمعة في درجة حرارة الغرفة بوحدات S.I.. لاحظ الثبوتية لقيم العناصر القلوية.

والآن سوف نتعامل باختصار مع النظريات للحالات المغناطيسية الثلاثة بالتسلسل بدلالة التركيب الذري الذي ناقشناه حتى الآن في هذا الكتاب. يمكن الحصول على المعالجة الكاملة للنظرية الذرية للمغناطيسية في الكتاب الموسوم:

Ferromagnetism by R.M.BOZORTH
(D.Van Nostrand)

13 - 2 النظرية الدايامغناطيسية

نظراً للطبيعة الشمولية، يجب ان ننظر الى حركة الذرات والجزيئات لفهم اصل المغناطيسية. وبصورة عامة فان خاصية البارامغناطيسية تعزى الى «تيارات جزيئية» ذاتية التي تعطي الجزيئة عزماً مغناطيسياً دائمياً صغيراً، بينما الدايامغناطيسية تعود الى التيارات الجزيئية المحتثة بواسطة مجال مغناطيسي خارجي بحيث يكون، من قانون لنز، العزم المغناطيسي المحتث في اتجاه معاكس الى اتجاه المجال المسلط.

وبوضوح اذاً يجب ان يكون التأثير الدايامغناطيسي حاصل دائماً عندما توضع أية مادة في مجال مغناطيسي وهو لذلك موجود في كل من المغناطيسيات الحديد والبارامغناطيسيات. ان المغناطيسيات الحديدية لها عزوم مغناطيسية جزيئية دائمية قوية بينما العزوم البارامغناطيسية المقابلة لها تكون اضعف بكثير. ان هذه العزوم في كلتا الحالتين تتجاوز العزم الدايامغناطيسي المحتث التي ترافقها دائماً.

انه بالامكان ان نطبق النظرية الالكترونية على الدايا والبارامغناطيسية على فرض ان الالكترونات المدارية تجهز التيارات الجزيئية التي نوقشت تواً، ويمكن لنا ان نحسب التأثرية الدايامغناطيسية الذرية الغرامية x_A بدلالة الخصائص الالكترونية للذرة، لكل من الدايا والبارامغناطيسية. كان لانكفين في 1905 هو أول من اعتبر ان الكتروناً متنقلاً في مدار دائري قد يؤدي الى نشوء تيار وعزم مغناطيسي نتيجة لذلك. وباتباع المناقشة في الفصل 9، فان العزم المغناطيسي الذري بسبب الكترون منفرد يعطى بالعلاقة $\sigma = \frac{1}{2} ver$ ، موازٍ ومتضاد بالاتجاه الى ℓ، وعندما يسلط مجال خارجي كثافة دفقه B على الذرة فان قوة دافعة محتثة تنشأ مسببة دوران الذرة حول محور B بسرعة لارمور الزاوية الدورانية $\omega = Be / (2m)$.

ان الشيء المهم الذي يجب ملاحظته هنا هو ان هذه السرعة لاتعتمد على سرعة الالكترونات حيث ان الذرة ككل تدور حول محور B. وعندما يكون العزم المغناطيسي الكلي لجميع الالكترونات صفراً فان الذرة سوف تمتلك هذه السرعة الدورانية في مجال مسلط.

وللمدارات الدائرية يمكننا ان نكتب $\upsilon = rBe / (2m)$ و $\sigma = (1/4)\,(e^2r^2/m)\,B$. ان التأثرية الذرية تعطى بالعلاقة (σ/B)، لذا فان $(\sigma/B) = -(e^2r^2/4m)$ ان مفهوم دوران لارمور يعطي عزماً مغناطيسياً معاكساً لاتجاه B وحينئذ يكون التأثير الدايامغناطيسي سالباً. وللتأثرية الذرية الغرامية x_A يكون لدينا:

$$\chi_A = -\frac{N_A e^2 r^2}{4m}$$

حيث N_A هو عدد أفوكاردو $= 6.02\times10^{23}$ / mole

وفي ذرة تحتوي اكثر من الكترون واحد سيكون اتجاه المدارات فضائياً بصورة عشوائية نسبة الى اتجاه

المجال ومع هذا التصحيح فان التعبير عن التأثرية الذرية الغرامية يمكن كتابته كما ادناه:

$$\chi_A = -\frac{N_A e^2}{6m}\Sigma\overline{r^2}$$

أو عددياً (بوحدات S.I) فان $\chi_A = -2\cdot83 \times 10^{15}\ \Sigma\overline{r^2}$ حيث $\Sigma\overline{r^2}$ هو متوسط مربع كل نصف قطر مضافاً لجميع المدارات الالكترونية للذرة. وتفترض هنا بان المدارات ليست بالضرورة دائرية.

ومن هذه المناقشة يمكن ان نرى بان x_A يعتمد فقط على الابعاد الذرية ولايعتمد على درجة الحرارة. والقيمة المتوسطة للمقدار $\Sigma\overline{r^2}$ تكون $10^{-20}\,m^2$، ولذلك فان التأثرية الذرية الغرامية تكون من رتبة 10^{-5} الى 10^{-4} بوحدات .S.I للمواد المغناطيسية.

ويمكن ايضا اشتقاق معادلة مشابهة لـ X_A باستعمال طرق الميكانيك الموجي وان التأثريات المحسوبة والمشاهدة تكون متقاربة بصورة معقولة، وهكذا تأيد بان النظرية الدايامغناطيسية هي ظاهرة ذرية. يبين الشكل 13 - 2 (بيانياً) بعض القيم المتجمعة للتأثيرات الذرية للعناصر.

13 - 3 النظرية البارامغناطيسية

لقد قاس كوري عدد كبير من التأثريات للسوائل الايونية وتغييرها مع درجة الحرارة. فوجد ان النفاذية الذرية الغرامية تتناسب عكسياً مع درجة الحرارة المطلقة. أي $x_A = c / T$ وهذا هو قانون كوري. فسر لانكفين هذا نظرياً على فرض بان جزيئات بعض المواد تمتلك الكترونات دوارة معطية بذلك عزوماً مغناطيسية دائمية والتي تميل باتجاه بحيث تكون محاورها باتجاه المجال المغناطيسي المسلط. ان هذا الاتجاه ليس نفسه لجميع الجزيئات وذلك نتيجة لاختلاف التأثيرات الدورانية الجزيئية للجزيئات حيث تؤدي الى توازن حركي لمحاور العزم الجزيئي نسبة الى اتجاه المجال. ويمكن من هذا التوزيع المتوازن حساب التأثرية. ان الحل الحامل يتضمن النظرية الحركية والميكانيك الكمي وهذا يعطي تعبيراً يتفق مع قانون كوري وكما يلي:

$$\chi_A = \frac{N_A g^2 \mu_B^2 j(j+1)}{3kT} \text{ per gram atom}$$

حيث g هو معامل لاندة للانشطار ويعطي بالعلاقة:

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \qquad [\text{الملحق C}]$$

وبدلالة الأعداد الكمية المطيافية s, ℓ و j. وهنا μ_B هومكنيتون بور (لاحظ ادناه) و k ثابت بولتزمان. وبتطبيق النظرية الكمية فان الزخم الزاوي المداري $P_\varnothing$ للالكترون الدوار يكون مكمى بـ $p_\varnothing = \ell h / 2\pi$ حيث ℓ هو العدد الكمي المداري. ومن الميكانيك الكمي يصبح هذا $p_\varnothing = \sqrt{\ell(\ell+1)}\, h / 2$ وكما ناقشنا سابقاً، فان الالكترون الدائر يولد تياراً ينتج منه عزماً مغناطيسياً ذرياً:

$$\sigma = \frac{e\omega r^2}{2}$$

أو:

$$\sigma = \frac{e}{2m}.p_\phi$$

حيث ان : $p_\phi = mr^2\omega$

$$= \frac{eh}{4\pi m}\sqrt{l(l+1)}$$
$$= \mu_B\sqrt{l(l+1)}$$

حيث $\mu_B = eh / (4\pi m)$ هو الوحدة الطبيعية للعزم المغناطيسي الذري وتسمى بمكنيتون بور وقيمته العددية هي 9.273×10^{-24} J.T^{-1} ومنها تكون التأثرية البارامغناطيسية الذرية الغرامية :

$$\chi_A = \frac{6{\cdot}02 \times 10^{23} \times g^2 \times j(j+1) \times (9{\cdot}273 \times 10^{-24})^2}{3 \times 1{\cdot}38 \times 10^{-23} \times 300} \text{ at } 27°C$$
$$= g^2 j(j+1) \times 4{\cdot}17 \times 10^{-3}$$
$$= p^2 \times 4{\cdot}17 \times 10^{-3} \quad \text{S.I. units,}$$

حيث $p = g\sqrt{j(j+1)}$ ويمكن ايجاد قيمته من المعلومات المطيافية .

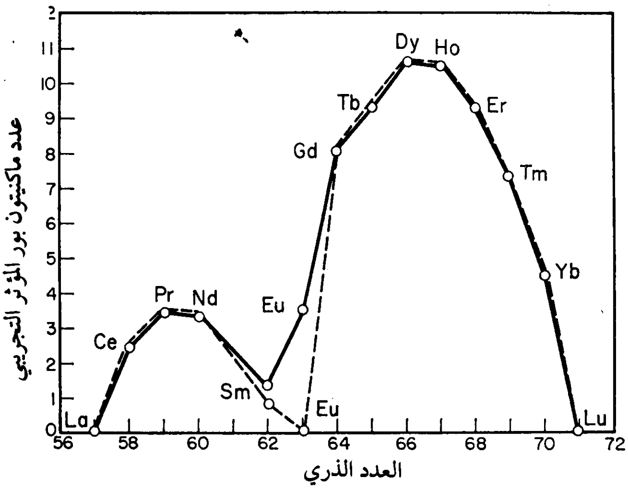
يمكننا ان نضع $x_A = p_{exp}^2 \times 4.17 \times 10^{-3}$ بوحدات S.I حيث p_{exp} مشتقة من القياسات المغناطيسية لـ x_A والتي يمكن مقارنتها مع القيم المحسوبة . ان قيمة p يمكن ان تشتق من معرفة الحالة المطيافية للأيون وانها عادة تكون من رتبة 5، وبوحدات S.I تكون القيمة التقريبية لـ x_A هي 10^{-1} للبارامغناطيسيات مقارنة مع 10^{-5} للدايامغناطيسيات .

وفي حالة ايونات الترابيات النادرة يكون الاتفاق بين p_{exp} و p جيد جداً كما مبين في الجدول 13 - 2 والشكل 13 - 3. لاحظ ان التأثرية للبارامغناطيسيات هي 100 الى 1000 مرة اعظم من تلك للدايامغناطيسيات .

وبمقارنة قيم p و p_{exp} لأيونات الزمرة الانتقالية الحديدية فان الاتفاق بينها ليس جيداً كما مبين في العمود 8 و 10 في الجدول 13 - 3. وينشأ هذا الفرق من الحقيقة بان قيمة σ في هذه الزمرة تعتمد الى حد كبير على الزخم الزاوي البرمي الالكتروني، اما الزخم المداري لايكون مؤثراً. فاذا كان $\ell = 0$ فيكون $j = s$ ويمكننا ابدال j بـ s وبذا نحصل على $g = 2, g^2 j(j+1) = 4s(s+1)$ و p تصبح $\sqrt{4s(s+1)}$.

هذا التناوب في القيمة المحسوبة لـ p يكون باتفاق افضل مع القيم المستحصلة كما مبين في الشكل 13 - 4. وبمقارنة العمودين الاخيرين في الجدول 13 - 3 نجد ان مساهمة البرم تعطي تفسيراً مقنعاً نوعاً ما للنتائج التجريبية. نستنتج من ذلك ان الحركة المدارية والبرم الالكتروني يمكنهما ان ينتجا التأثيرات المغناطيسية لكن في بعض الحالات يلعب العزم المداري دوراً بسيطاً فقط .

ان التأثيرات البارامغناطيسية للأيونات يمكنها ان تحسب بهذه الطريقة من معرفة الحالات المطيافية الملائمة للأيون المعني .



الشكل 13 - 3

القيم التجريبية للعزوم المغناطيسية المؤثرة لأيونات النوادر الترابية في درجة حرارة الغرفة. الخطوط المنقطة تمثل القيم النظرية.

الجدول 13 - 2

اعداد ماكنيتون بور النظرية والتجريبية المؤثرة p لايونات النوادر الترابية ثلاثية التكافؤ

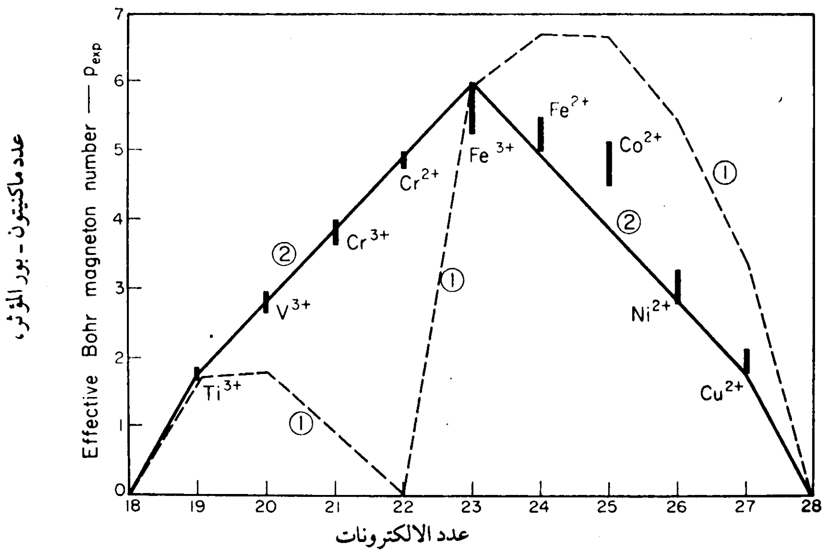
No. of 4f electrons	*Ion*	*Electron configuration*	*Ground State*	*s*	*l*	*j*	*p calc. from* $g[j(j+1)]^{\frac{1}{2}}$	*p exptl. approx.*
1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	La^{3+}	$5s^25p^6$	$^1S_0$	0	0	0	0	0
1	Ce^{3+}	$4f^15s^25p^6$	$^2F_{5/2}$	1/2	3	5/2	2·54	2·4
2	Pr^{3+}	$4f^25s^25p^6$	$^3H_4$	1	5	4	3·58	3·5
3	Nd^{3+}	$4f^35s^25p^6$	$^4I_{9/2}$	3/2	6	9/2	3·62	3·5
4	Pm^{3+}	$4f^45s^25p^6$	$^5I_4$	2	6	4	2·68	—
5	Sm^{3+}	$4f^55s^25p^6$	$^6H_{5/2}$	5/2	5	5/2	0·84	1·5
6	Eu^{3+}	$4f^65s^25p^6$	$^7F_0$	3	3	0	0	3·4
7	Gd^{3+}	$4f^75s^25p^6$	$^8S_{7/2}$	7/2	0	7/2	7·94	8·0
8	Tb^{3+}	$4f^85s^25p^6$	$^7F_6$	3	3	6	9·72	9·5
9	Dy^{3+}	$4f^95s^25p^6$	$^6H_{15/2}$	5/2	5	15/2	10·63	10·6
10	Ho^{3+}	$4f^{10}5s^25p^6$	$^5I_8$	2	6	8	10·60	10·4
11	Er^{3+}	$4f^{11}5s^25p^6$	$^4I_{15/2}$	3/2	6	15/2	9·59	9·5
12	Tm^{3+}	$4f^{12}5s^25p^6$	$^3H_6$	1	5	6	7·57	7·3
13	Yb^{3+}	$4f^{13}5s^25p^6$	$^2F_{7/2}$	1/2	3	7/2	4·54	4·5
14	Lu^{3+}	$4f^{14}5s^25p^6$	$^1S_0$	0	0	0	0	0

13 - 4 النظرية المغناطيسية الحديدية

من النظريات المذكورة في الجزئين المتقدمين فان قيم التأثيرات الدايامغناطيسية والبارامغناطيسية تكون حوالي 10^{-5} و 10^{-1} بالغرام الذري على التوالي. ان القيم المقابلة للمغناطيسيات الحديدية Co, Fe

و Ni تكون 10^3. الى 10^5 اكبر واكثر من هذه القيم. فان هذه القيم تعتمد على مقدار القوة المسلطة الممغنطة على المجال حيث انها تظهر بوضوح من المنحنيات الانشوطية للمغناطيسية الحديدية المستحصلة عندما تتغير هذه دورياً. وبالاضافة الى ذلك، فان الميزة الاكثر اهمية للمغناطيسيات الحديدية هي انها تستبقي آنياً عزمها المغناطيسي في غياب القوة الممغنطة المسلطة. فالعزم المغناطيسي هذا يمكن ازالته بالتسخين الى درجة حرارة θ التي تسمى بنقطة كوري والتي بعدها تتحول المغناطيسية الحديدية الى البارامغناطيسية وتصبح التأثرية البارامغناطيسية خاضعة للعلاقة $x_A = C / T - \theta$ وتكنولوجياً، تكون المغناطيسية الحديدية اكثر اهمية من الحالتين الاخريين للمغناطيسية.

انه ليس من السهل ان نحسب نظرياً خصائص المغناطيسيات الحديدية ومن انعكاس الاشارة للعزم المغناطيسي فقد ادرك مبكراً ان الخاصية الداخلية كانت جزيئية بالاصل، وحاول ويس ان يشرح المغناطيسية الحديدية كمياً بافتراض تقسيم المادة الى حقول صغيرة في كل منها يكون اتجاه التمغنط ثابتاً ولكن الاتجاهات مجتمعة في المادة تكون عشوائية بدرجة كبيرة. وعند تمغنط النموذج اصبحت اتجاهات الحقول باتجاه واحد والتأثير الصافي كان عزماً دائمياً للنموذج ككل. ان المجال الحقلي، او الجزيئي B_m اتخذ ليكون متناسباً مع شدة التمغنط M بحيث يكون $B_m = \gamma M$ و $B_{eff} = B + \gamma M$ حيث γ هو ثابت المجال الجزيئي و B_{eff} هو المجال الفعال للمغناطيس الدائمي.



البياني المتقطع محسوبا باستعمال Dotted curve ① calculated using $p = g\sqrt{j(j+1)}$

البياني المتصل محسوبا باستعمال Full curve ② calculated using $p = \sqrt{4s(s+1)}$

الشكل 13 - 4

العزوم المغناطيسية المؤثرة لايونات مجموعة الحديد في درجة حرارة الغرفة.

ان هذا يقود الى وصف مناسب للنتائج التجريبية عندما تطبق النظرية الكمية على الالكترونات تبين المقارنة الدقيقة بان التأثير المغناطيسي الصافي يعود الى خاصيتي البرم الالكتروني والعزوم الزاوية للالكترونات المدارية مع تأثيرات من القشرات الالكترونية الداخلية والخارجية في حالة العناصر الثلاثة

Co, Fe و Ni يكون الجزء المركزي الالكتروني مشتركا بالتوزيع الالكتروني:

$$1\,s^2,\ 2\,s^2\ 2\,p^6,\ 3\,s^2\ 3\,p^6$$

حيث يمكن تجاهلها مغناطيسياً لعدم وجود محصلة برم او محصلة زخم مداري. فالعناصر الثلاثة بعدئذ توصف كما يلي:

Fe $3d^6\,4s^2$	أو	8 "electrons per atom"
Co $3d^7\,4s^2$	أو	9 "electrons per atom"
Ni $3d^8\,4s^2$	أو	10 "electrons per atom"

يبين كل واحد مما جاء اعلاه بان القشرة 3d غير كاملة ضمن القشرة 4s الكاملة. وهذا يعطي قيمة عالية للعدد الكمي المداري الذي يبدو انه خاصية اساسية للمغناطيسية الحديدية. ان ا الحالات الارضية لـ Co, Fe و Ni لها $2 = \ell, 3$ و 3 على التوالي. فاذا اخذنا حالة الحديد المعدني ذات ستة الكترونات في الحالة 3d يظهر ان هناك خمسة بروم مصطفة باتجاه واحد وبرم واحد بالاتجاه المعاكس، بينما تكون بروم الالكترونين 4s مزدوجة. ان وجود البروم الالكترونية الاربع غير المكافئة في القشرة 3d تعطي الذرة عزماً مغناطيسياً دائمياً ولكن لماذا هذه البروم الالكترونية المصطفة ذاتياً باتجاه معين في حالة معينة بدون ان تكون مكافئة بازواج بصورة اعتيادية؟. ان القوة المسببة لهذا التراصف تأتي من المجال الجزيئي γM وهذا يعتقد الان انه بسبب تبادل تفاعل القوة بين الالكترونات للذرات المتجاورة حيث ينشأ تأثيراً رنينيا الكترونياً كمياً. ان هذا هو مفهوم ميكانيكي كمي بحت وليس له نظير كلاسيكي.

الجدول 13 - 3

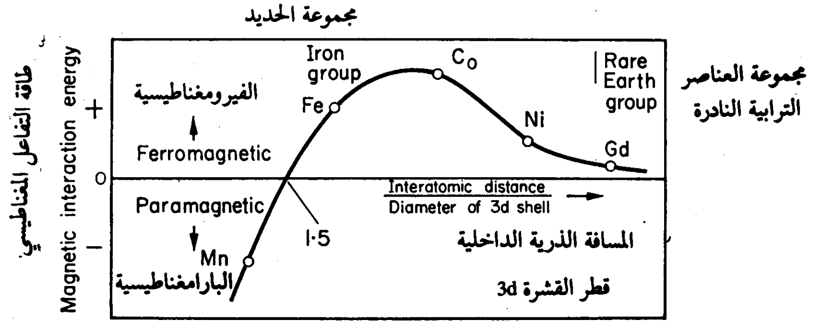
اعداد ماكنيتون بور النظرية والتجريبية المؤثرة p لايونات مجموعة الحديد

No. of 3d electrons	*Ion*	*Electron configuration*	*Ground State*	*s*	*l*	*j*	*p calc. from* $g[j(j+1)]^{\frac{1}{2}}$	*p calc. from* $[4s(s+1)]^{\frac{1}{2}}$	*p Exptl. approx.*
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	K^+, Ca^{2+}, etc.	$3\,p^6$	$^1S_0$	0	0	0	0	0	0
1	Ti^{3+} V^{4+}	$3\,p^6\,3\,d^1$	$^2D_{3/2}$	1/2	2	3/2	1·55	1·73	1·8
2	V^{3+}	$3\,p^6\,3\,d^2$	$^3F_2$	1	3	2	1·63	2·83	2·8
3	Cr^{3+} V^{2+}	$3\,p^6\,3\,d^3$	$^4F_{3/2}$	3/2	3	3/2	0·77	3·87	3·8
4	Mn^{3+} Cr^{2+}	$3\,p^6\,3\,d^4$	$^5D_0$	2	2	0	0	4·90	4·9
5	Fe^{3+} Mn^{2+}	$3\,p^6\,3\,d^5$	$^6S_{5/2}$	5/2	0	5/2	5·92	5·92	5·9
6	Fe^{2+}	$3\,p^6\,3\,d^6$	$^5D_4$	2	2	4	6·70	4·90	5·4
7	Co^{2+}	$3\,p^6\,3\,d^7$	$^4F_{9/2}$	3/2	3	9/2	6·63	3·87	4·8
8	Ni^{2+}	$3\,p^6\,3\,d^8$	$^3F_4$	1	3	4	5·59	2·83	3·2
9	Cu^{2+}	$3\,p^6\,3\,d^9$	$^2D_{5/2}$	1/2	2	5/2	3·55	1·73	1·9
10	Cu^+ Zn^{2+}	$3\,p^6\,3\,d^{10}$	$^1S_0$	0	0	0	0	0	0

لاحظ التقارب بين العمودين 9 و 10 وهو احسن مما بين العمودين 8 و 10.

ان تبادل الطاقة الالكترونية يجب ان يكون بالضرورة موجباً للمغناطيسية الحديدية وسوف يبدو ان التوزيع في النظام الالكتروني لـ Co, Fe و Ni هو ذلك الذي يعطي طاقة متبادلة موجبة.

في معظم المادة تمتلك البلورات المنفردة تراكيب بلورية مكعبة ومعيار ضروري اضافي للمغناطيسية الحديدية هو ان نسبة المسافات الذرية الداخلية في الشبكية البلورية الى قطر القشرات 3d غير الكاملة يجب ان تكون اكبر من 1.5. يبين الشكل 13 - 5 العلاقة بين هذه النسبة والطاقة المتبادلة. تكون النسبة >1.5 للعناصر Co (1.82), Fe (1.63) و Ni (1.97) وايضا للعنصر النادر الترابي الكادولينيوم Gd (3.1)، والذي هو مغناطيسي حديدي في درجات حرارة أوطأ من 16 °C. وأخيراً، فان عنصر المنغنيز ايضا يمتلك قشرة 3d غير كاملة ولكن النسبة اعلاه هي 1.47 فقط. إنه بذي اهمية ان نلاحظ بان Mn يمتلك بعض المركبات السبيكية والتي تكون فيها النسبة > 1.5 ونتيجة لذلك تكون ذات خاصية مغناطيسية حديدية. وامثلة على ذلك هي اشباه الموصلات ارسينايد المنغنيز Mn As وبورايد المنغنيز Mn B.



الشكل 13 - 5 منحني بيتية (ليس بالمقياس) وهو يبين تبادل تفاعل الطاقة كدالة لنسبة الفصل.

13 - 5 ضديد المغناطيسية الحديدية والمغناطيسية الحديدية

لقد شرحنا ان ذرة المنغنيز لها اهمية لكونها «تقريباً» ذات مغناطيسية حديدية. تتصف عدة مركبات المنغنيز بالبارامغناطيسية لكنها تظهر قمة حادة جداً في التأثرية ـ درجة الحرارة، وقمة حادة مشابهة في منحني الحرارة النوعية ـ درجة الحرارة. وكلا القمتين تحصلان في نفس درجة الحرارة كما مبين في الشكل 13 - 6. تسمى هذه المركبات بضديدات المغناطيسيات الحديدية، وتكون مشابهة للمغناطيسيات الحديدية الى حد انها تبدي تأثيرات التخلف المغناطيسي، لكن بتأثرية أوطأ. ان تراكيبها البلورية تكون مثل تلك الذرات التي تحتل شبيكتين فرعيتين مكعبتين متداخلتين منفصلتين A و B داخل البلورة المكعبة ككل، ببروم متعاكسة على كل شبيكة، موقع واحد لكل نوع من الذرات كما مبين في الشكل 13 - 7(c). وفي درجات الحرارة الواطئة تتفاعل هذه البروم بشدة في ازواج معطية فقط مغنطة متبقية صغيرة في مجال خارجي بينما في درجات حرارة أعلى يضعف التفاعل وبذا ترتفع التأثرية بسبب التراصف البرمي. وفوق درجة حرارة الانتقال، تكون جميع اتجاهات البرم غير معتمدة بسبب الزيادة في الحركة الحرارية ومن ثم تمتلك المادة المميزات البارامغناطيسية الاعتيادية، كما مبين في الشكل 13 - 7(a).

ان اول مادة «مغناطيسية حديدية» اكتشفت، كانت معدن المغنيتيت (اوكسيد الحديد المغناطيسي) Fe_3O_4، الذي ليس هو في الحقيقة مغناطيساً حديدياً ان المغنيتيت هو معدن في مجموعة السباينل (خام

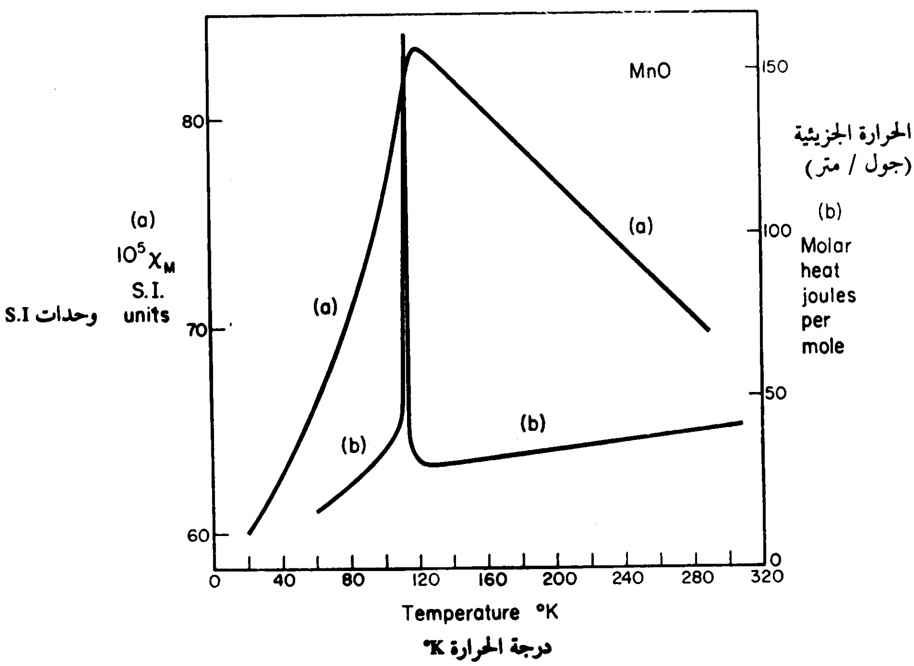
بلوري معدني) والمعادلة العامة له هي :

$X^{2+}Fe_2^{3+}O_4^{2-}$ حيث X^{2+} هو أي ايون فلزي ثنائي مختار من Cu, Ni, Co, Mn, Zn, Mg أو Cd. بحيث ان المغنيتيت تكون في الحقيقة :

$$Fe^{2+}Fe_2^{3+}O_4^{2-}\ (FeO.Fe_2O_3).$$

وتمتلك جميع مجموعة السباينل تركيبا مكعباً.

تعرف هذه السباينل الحديدية بالفيرايت (الخامات الحديدية) وان المميزة المغناطيسية التي تبديها هي مغناطيسية حديدية. ولذلك فان المغنيتيت هو مغناطيسي حديدي. انه مهم تكنولوجياً، ويمتلك مقاومات عالية جداً للتيارات المستمرة من الرتبة 0.1 ميكا أوم. متر ولكنه يظهر الصفات العامة للمغناطيسيات الحديدية. وتبدي الخامات الحديدية (الفيرايت) منحنيات التخلف المغناطيسي بكثافة دفق عالية الاشباع نوعا ما [(0.2 tesla (T)] إضافة الى المغنطة الذاتية. وللمقارنة لاحظ ان النفاذية النسبية القصوى للنيكل حيث تكون حوالي 1000 بينما لمعدن Ferroxcube III (فيرايت Mn -Zn) تكون 1500 (لاحظ الجدول 13 - 1). ان الخامات الحديدية هي ليست معادن لكنها اكاسيد فلزية أيونية وعازلة تقريباً. ومقاومتها العالية تقلل الخسارة، في القدرة المسببة من التيارات الدوامية عند الترددات العالية، عندما يكون الحديد العادي غير مفيد، كما في حالة قضبان الهوائيات عالية التردد وملفات الموالفة ذات قلب من المسحوق.



الشكل 13 - 6 تغاير درجة الحرارة للنفاذية الجزيئية الغرامية (χ_M) والحرارة النوعية لمضاد الفرومغناطيسية MnO، مبيناً شذوذاً حوالي 120°K

ومن معادلة السباينل يمكننا ان نرى انه سيكون هناك موقعان للبرمين الايونيين في التركيب البلوري، احدهما محتل من قبل الايونات X^{2+} والآخر بأيونات Fe^{3+}. ان التفاعل بين البرمين الالكترونيين غير المتساويين على هذين الموقعين والذي يعطي الخامات الحديدية مميزاتها الفريدة، لاحـظ الشـكل 13 - 7(d).

13 - 6 المغناطيسية والحالة الصلبة

من الذي قيل في الفصل السابق، ان بعض المواد الصلبة تمتلك خصائص مغناطيسية غير اعتيادية وهذه هي امثلة على اشباه الموصلات مثل التي تدرس الان على نطاق واسع في حقل مهم في فيزياء الحالة الصلبة. ان خصائص السليكون والجرمانيوم تمثل الاساس للمواد شبه الموصلة التي تعرف بالترانزستور، ولاشك ان الترانزستور قد نسخ الصمام الأيوني الحراري في معظم الاجهزة الالكترونية.

في حقل المغناطيسية انه من الممكن ان تستعمل المغناطيسية المتبقية في المواد المغناطيسية الحديدية لخزن المعلومات ولهذا الغرض فان الخامات الحديدية (الفيرايت) تكون ملائمة مثالياً. ان تسليط مجالات متغيرة موجبة وسالبة على الفيرايت يترك المناطق المقابلة موجبة وسالبة التمغنط والذي يمكن قراءته باستخدام المجسات المناسبة. ان اجهزة الذاكرة المغناطيسية الحديدية هذه تكون لذلك مفيدة جداً لخزن المعلومات. ففي حالة الاشرطة المغناطيسية، فان المغناطيسية الموجبة والسالبة المتبقية في كل جزء من المادة تتناسب مع شدة الاشارة المسلطة.

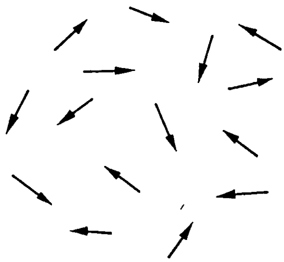
في فيزياء درجات الحرارة الواطئة انه معروف تماماً بان المقاومات لعدة معادن تهبط الى الصفر عندما تبرد دون درجة حرارية معينة والتي عندها تصبح هذه المعادن مفرطة الموصلية. وعندما يسلط مجال مغناطيسي، فان درجة الحرارة الحرجة هذه تقل مع زيادة المجال بحيث اذا كان المجال عالياً بما فيه الكفاية فان المعدن يستعيد مقاومته الاعتيادية.

ويمكن استعمال المجال المغناطيسي للسيطرة على موصلية العنصر في درجات الحرارة الواطئة وهذه تعرف بـ «كرايوترون» والذي له تطبيقات في تصنيع المكونات الصغيرة للحاسبات الكبيرة الرقمية التي تغمر اجزاؤ ها في سائل الهيليوم. ان موضوع «علم الالكترونيات المتعلق بدرجات الحرارة المنخفضة» هو جديد وذو أهمية ويلعب فيه المجال المغناطيسي دوراً مهماً.

13 - 7 الملخص

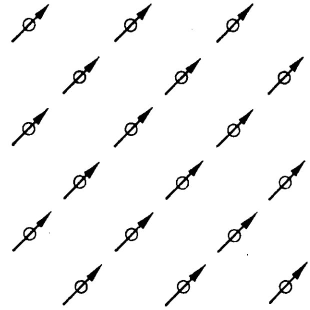
يعتمد تفسير الدايامغناطيسية والبارامغناطيسية لمادة على حالات الطاقة الكمية وعلى البروم الالكترونية للأيون المعني. وفي معظم الحالات يكون الاتفاق جيد تماماً بين تنبؤ ات الميكانيك الموجي والنتائج التجريبية.

اما المغناطيسية الحديدية (الفيرومغناطيسي)، ضديد المغناطيسية الحديدية (انتيفير ومغناطيسي) والفيريمغناطيسي تعتمد على التراكيب البلورية اضافة الى اعتبارات اتجاه البرم. ان البارامغناطيسية، الفيرومغناطيسية، ضديد الفيرومغناطيسية والفيريمغناطيسية جميعها تحصل نتيجة للتفاعل الذي يحصل بين متجهات البرم الالكتروني في مختلف المواقع الشبيكية. تحصل البارامغناطيسية من تفاعل ضعيف عشوائي، الفيرومغناطيسية بالازدواج القوي بين متجهات البرم المتوازية، ضديد الفيرومغناطيسية بالتفاعل السالب، أي بالازدواج بين البروم المتساوية اللامتوازية، والفيريمغناطيسية بازدواج متجهات البرم غير المتساوية اللامتوازية. وهذه مبينة في الشكل 13 - 7. لقد تم ذكر بعض التطبيقات للتأثيرات المغناطيسية في فيزياء الحالة الصلبة.



(a)
Paramagnetism

Weak interactions between equal moments. Random spin vectors.

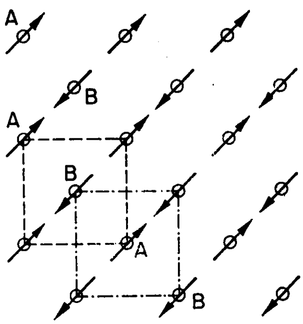


(b)
Ferromagnetism

Positive interactions between equal moments. Parallel spin vectors.

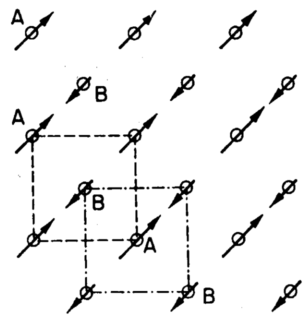
البارامغناطيسية
تفاعلات ضعيفة بين العزوم المتساوية.
متجهات متباينة عشوائية

الفيرومغناطيسية
تفاعلات ايجابية بين العزوم المتساوية.
متجهات متباينة متوازية



(c)
Anti-ferromagnetism

Negative interactions between equal moments. Antiparallel spin vectors on two sites.



(d)
Ferrimagnetism

Negative interactions between unequal moments. Antiparallel spin vectors on two sites.

ضديد الفيرومغناطيسية
تفاعلات سلبية بين العزوم المتساوية.
متجهات غير متوازية

الفيريمغناطيسية
تفاعلات سلبية بين العزوم غير المتساوية.
متجهات غير متوازية

الشكل 13 - 7 مخططات متجه البرم مبينة انواعاً مختلفة للمغناطيسية

مسائل

(المسائل المؤشرة بنجمة قد تم حلها بصورة كاملة في نهاية الفصل)

13 - 1 صف ماذا يحدث عندما تعلق اسطوانات رقيقة من (a) البزموث (b) الالمنيوم و (c) النيكل بخيط عديم الالتواء (i) بين قطعتي الاقطاب المخروطية لمغناطيس كهرومغناطيسي قوي و (ii) في مجال مغناطيسي منتظم وقوي جداً. اعمل تحليلاً للسلوك المختلف للعناصر الثلاثة ولأية فروق في الخصائص المغناطيسية عندما تزال من هذه المجالات.

13 - 2 سلك حلقي صغير يحمل تياراً مباشراً عُلّق عمودياً في مجال مغناطيسي متناوب افقي. صف التغيير النهائي للتيار الكهربائي وللدفق المغناطيسي المرافق له. ثم اشرح الظاهرة الدايامغناطيسية.

*13 - 3 بدلالة العددين الكميين n و ℓ تكون قيمة $\overline{r^2}$ للحالة n و ℓ هي:

$$\overline{r^2}=a_0^2\frac{n^2}{Z^2}\left\{\frac{5}{2}n^2-\frac{3}{2}(l+1)^2\right\}$$

حيث a_0 هي نصف قطر المدار الاول لهيدروجين بور = 53pm و Z هو العدد الذري الفعال للنظام. للهيليوم في حالته الارضية (وحدات S.I) $x_A = -1.93 \times 10^{-5}$. من هذه المعلومات احسب العدد الذري للهيليوم ثم علق على نتيجتك. الجواب: (0.91)

13 - 4 تحت أي ظروف ستكون ذرة أو أيون دايامغناطيسية كلياً؟ احسب الحالة المطيافية لمثل هذه الذرة أو الأيون ومن الجدول 10 - 1 اختار الذرات التي قد تكون دايامغناطيسية في الحالة الارضية. قارن مع الشكل 13 - 2. وعلّق.

13 - 5 اكتب تقريراً قصيراً عن النظرية الالكترونية للبارامغناطيسية.

*13 - 6 احسب عدد مكنيتون بور التجريبي P_{exp} لأيون المنغنيك Mn^{3+} في الحالة الارضية $^5D_0$ اذا كانت التأثرية الذرية الغرامية المقاسة (وحدات S.I) 1.01×10^{-1}. الجواب: (4.9)

بمقارنة نتيجتك مع قيم p المطيافية بين ان البارامغناطيسية للأيون Mn^{3+} يعود كلياً الى العزم المغناطيسي للبرم الالكتروني.

13 - 7 برّر الضرورة لاستحداث وجود المجال الجزيئي في الحقول الممغنطة ذاتياً في النظرية المغناطيسية الحديدية. اعط تفسيراً فيزيائياً لتناسب المجال الجزيئي مع شدة التمغنط.

13 - 8 ان العناصر المغناطيسية الحديدية الرئيسية الثلاثة لها قشرات 3d غير كاملة. استعمل الجدول للتوزيع الالكتروني لتجد العناصر الاخرى بقشرات داخلية غير كاملة. ناقش باختصار لماذا هذه العناصر ليست مغناطيسية حديدية.

13 - 9 اشرح سلوك مادة مغناطيسية حديدية في مجال ضعيف يزداد تدريجياً من الصفر وذلك بدلالة حقل المجال الجزيئي.

ان السلوك غير المنعكس لهذا المجال يمكن توضيحه بما يسمى بتأثير بارك هاوزن. لاحظ تأثير بارك هاوزن في كتاب عن المغناطيسية الحديدية، مثل

Ferromagnetism by R.M.BOZORTH (D. Van Nostrand).

13 - 10 اكتب تقريراً مقارناً عن خصائص المواد الفيرومغناطيسية، ضديد الفيرومغناطيسية موضحاً الاسباب لاهميتها التقنية.

13 - 11 استعمل جدول الثوابت الذرية في نهاية الكتاب لتبيان ان القيمة العددية لمكنيتون بور $\mu_B = 9.723 \times 10^{-24}$ J.T^{-1}. كيف تم تحقيق هذه القيمة تجريبياً؟

13 - 12 كيف يمكن لنظرية المجال ان تستعمل لشرح الشكل. لمنحني تخلف مغناطيسي حديدي نموذجي؟

13 - 13 ان الميكانيك الكمي المكافىء للتعبير 13 - 3 هو:

$$\overline{r^2} = a_0^2 \frac{n^2}{Z^2} \left\{ \frac{5}{2} n^2 - \frac{3l(l+1) - 1}{2} \right\}.$$

بيّن ان هذا يقود الى عدد ذري فعال للهيليوم بقيمة حوالي 1.5

احسب ايضاً نصف القطر الفعال لذرة الهيليوم.. الجواب: (83 pm).

حلول للمسائل

13 - 3 من الجدول 10 - 1 نجد ان الحالة الارضية للهيليوم هي $^1S_0$ أي ان $\ell = 0$ نعوض عن $n = 1$ و $\ell = 0$ ولهذه الحالة نحصل على ان:

$$\overline{r^2} = \frac{a_0^2}{Z^2}\left\{\frac{5}{2} - \frac{3}{2}\right\} = \frac{a_0^2}{Z^2} \quad \text{لكل الكترون}$$

$$\therefore \quad \Sigma\overline{r^2} = 2 \times \frac{a_0^2}{Z^2} = \frac{2 \times (0{\cdot}53)^2 \times 10^{-20}}{Z^2}. \qquad (1)$$

وبمقارنة: (بوحدات S.I) $\chi_A = -2{\cdot}83 \times 10^{15}\ \Sigma\overline{r^2}$

مع القيمة المعطاة: (بوحدات S.I) $\chi_A = -1{\cdot}93 \times 10^{-5}$ S.I.

$$\therefore \quad \Sigma\overline{r^2} = \frac{1{\cdot}93}{2{\cdot}83} \times 10^{-20} = 0{\cdot}682 \times 10^{-20}\ \text{m}^2$$

$$\therefore \quad 0{\cdot}682 \times 10^{-20} = \frac{2 \times (0{\cdot}53)^2 \times 10^{-20}}{Z^2}$$

وبادخال قيمة $\overline{r^2}$ من (1) اعلاه يكون:

$$Z^2 = \frac{2 \times 0{\cdot}53^2}{0{\cdot}682}$$

$$\text{giving } Z^2 = \frac{2 \times 0{\cdot}281}{0{\cdot}682}$$

$$\text{and } \underline{Z = 0{\cdot}91.}$$

هذا هو العدد الذري الفعال للخاصية الدايامغناطيسية للهيليوم . لماذا هي ليست 2 تقريباً؟

13 - 6 بما ان Mn^{3+} له حالة ارضية $^5D_0$ فيكون لدينا $j = 0, \ell = 2$ و $s = 2$.

ان قيمة p المطيافية مع العزوم المغناطيسية البرمية والمدارية تعطى بالمعادلة :

$$\{g^2 j(j+1)\}^{\frac{1}{2}} = 0$$

حيث أن $j = 0$ لذا فان $P_{\ell=0} = 0$ وللعزم المغناطيسي يكون $\ell = 0$ و $s = 2$ لذلك فان :

$$g = 2 \text{ and } p_{l=0} = 2\sqrt{s(s+1)}$$

$\therefore$ $p_{l=0} = 2\sqrt{6}$ since $s = 2$ حيث ان

$= 2 \times 2{\cdot}45$

$= \underline{4{\cdot}90}$ مكنيتونات بور

وهكذا هي الاحتمالات $\left\{ \begin{array}{l} p_{l\neq 0} = 0 \\ p_{l=0} = \underline{4{\cdot}90} \text{ مكنيتونات بور} \end{array} \right.$

وتجريبياً فان : $\chi_A = p^2_{exp} \times 4{\cdot}17 \times 10^{-3}$ (وحدات S.I)

$$1{\cdot}01 \times 10^{-1} = p^2_{exp} \times 4{\cdot}17 \times 10^{-3}$$

أي ان : $p^2_{exp} = \frac{1{\cdot}01}{4{\cdot}17} \times 10^2$

$p_{exp} = \underline{4{\cdot}92}$ مكنيتونات بور

وهذا باتفاق واضح مع $p_{l=0}$.

الفصل 14

تركيب النواة

14 - 1: المكونات النووية: النظائر والمتكاتلات

لقد ناقشنا في الفصل السابق بالتفصيل خواص الذرة استناداً الى تركيبها الالكتروني ولكننا اوضحنا فقط بعض الخواص النووية التي تعتمد على تركيبها النووي باختصار.

ان الخواص الكيميائية للذرة كما رأينا تعتمد على تركيبها الالكتروني بينما خواصها الفيزيائية وسلوكها الديناميكي والحركي تعتمد الى حد كبير على كتلتها التي تكون بالطبع محتواة كلياً تقريباً في النواة. فالنواة ليست مقر الكتلة فقط ولكنها مركز الطاقة في الذرة ايضا. والنواة تحتوي على نوعين من الجسيمات الاولية فقط، وهما البروتون والنيوترون بحيث يكون هناك ثلاث جسيمات ذرية اساسية كما موضح في الجدول (14 - 1).

صحيح ان هناك جسيمات اخرى قد تقذف من البناء النووي لكنها لاتوجد بصورة مستقلة في النواة. ان الجسيمات الاخرى في الفيزياء الحديثة لاتوجد ابداً كوحدة مستقلة في الذرة.

الجدول 14 - 1

الجسيمات الذرية الاولية

الاسم		الكتلة	الشحنة	الرمز
الالكترون		m_e	$-e$	β^-, e^-
البروتون	النواة	$1836{\cdot}1\ m_e$	$+e$	p
النيوترون	النواة	$1838{\cdot}6\ m_e$	0	n

$m_e = 9{\cdot}109 \times 10^{-31}$ kg
$e = 1{\cdot}602 \times 10^{-19}$ coulomb

ان المكونات النووية تكون متساوية تقريباً ويشار اليها مجتمعة بالنويات، ومن المفيد في بعض الاحيان ان تؤخذ كتلة البروتون كوحدة للكتلة وشحنة الالكترون كوحدة للشحنة وان تعتبر كتلة الالكترون صفر بالتقريب.

اننا سنكتشف هنا حالاً مخالفة واضحة لبعض قوانيننا العيانية (الماكروسكوبية) للالكتروستاتيك. اذا كانت النواة تحتوي على شحنات موجبة فقط فلماذا لاتتنافر البروتونات مع بعضها طبقاً لقانون كولوم؟ واذا بقي هذا القانون صحيحاً يجب ان تكون هناك قوى جذب اخرى اقوى منها في التأثير داخل النواة والتي لا توجد في اي مكان آخر في الطبيعة والتي يجب ان نكون قد وجدناها منذ مدة طويلة، أو خلافاً لذلك، لاينطبق قانون كولوم داخل النواة. في الوقت الحاضر والى الحد الذي تقدمنا اليه في هذا الكتاب لانستطيع التمييز بين هاتين الامكانيتين.

ان الذرات تكون مبنية خطوة خطوة باضافة النيوترونـات والبروتـونات والالكتـرونات الى ابسط الذرات جميعاً ـ الهيدروجين.

تنفرد هذه الذرة في كونها الذرة الوحيدة التي تحتوي على اقل من ثلاث جسيمات فهي تتكون من بروتون واحد والكترون واحد. ولذلك فهي متعادلة كهربائياً. اضافة الى ذلك هي الذرة الوحيدة التي لاتحتوي على نيوترون. ويمكن ان نضيف لهذه الذرة نويات فنمر خلال كل السلسلة الكاملة للعناصر من الهيدروجين الى اليورانيوم ومابعده. ففي كل وقت، تضاف نوية تزداد الكتلة الذرية بوحدة واحدة ولكن في كل وقت يضاف فيه بروتون لاتزداد الكتلة الذرية بوحدة واحدة فقط وانما تزداد الشحنة النـووية بوحدة واحدة ايضاً، ولذلك يتغير العنصر نفسه. وهكذا تتكون نواة الذرة من:

A نوية. . . وهذا هو العدد الكتلي الذري ومكونة من:

Z بروتون. . . وهذا هو العدد الذري، او الرقم العددي الصحيح في الجدول الدوري للعناصر و N نيوترون. . حيث $N = A - Z$.

فاذا كان الرمز الكيميائي للعنصر X، فان ذرة خاصة لهذا العنصر يمكن ان توصف كاملة بالرمز $^{A}_{Z}X$ او بعض الاحيان بالرمز $^{A}_{Z}X_{N}$.

وعندما تتغير Z فان الرمز الكيميائي X يتغير كما اشرنا سلفاً. ليست جميع التوافقيات لـ A و Z تظهر في الطبيعة لان اعتبارات الطاقة تجعل بعض النوى غير مستقرة ولذلك تنحل آنياً. والجدول (14 - 2) يوضح ذرات العناصر القليلة الاولى.

ان هذا الجدول يمكن ان يطور اكثر باضافة زوج بروتوني ـ الكتروني ليغير العنصر، أو بـاضافـة نيوترونات حتى تكون كل الذرات قد تم وصفها.

الجدول 14 - 2

العناصر الخفيفة وذراتها المحتملة

العنصر	بروتونات Z	الكترونات Z	نيوترونات N	Z A	الرمز
هيدروجين	1	1	0	1 1	$^{1}_{1}H$ (*p*)
	1	1	1	1 2	$^{2}_{1}H$ (*d*)
	1	1	2	1 3	$^{3}_{1}H$ (*t*)
	1	1	3	Does not exist	
هيليوم	2	2	1	2 3	$^{3}_{2}He$
	2	2	2	2 4	$^{4}_{2}He$ (α)
	2	2	3	2 5	$^{5}_{2}He$
	2	2	4	2 6	$^{6}_{2}He$
	2	2	5	Does not exist	
ليثيوم	3	3	3	3 6	$^{6}_{3}Li$
	3	3	4	3 7	$^{7}_{3}Li$
	3	3	5	3 8	$^{8}_{3}Li$
	3	3	6	3 9	$^{9}_{3}Li$
بريليوم	4	4	3	4 7	$^{7}_{4}Be$
	4	4	4	4 8	$^{8}_{4}Be$
	4	4	5	4 9	$^{9}_{4}Be$
	4	4	6	4 10	$^{10}_{4}Be$
	4	4	7	4 11	$^{11}_{4}Be$

وهذا الجدول يبين ان عنصراً مايمكن ان يمثل بذرات مختلفة، لكنها جميعاً بنفس الخواص الكيميائية. وهكذا فذرة الهيدروجين يجب ان تمتلك دائماً زوج الكتروني - بروتوني واحد، ولكن يمكن ان تملك 1,0 او 2 نيوترون منتجة بذلك الكتل 1 ,2 و 3. وذرات الهيدروجين هذه هي على التوالي، الهيدروجين الخفيف، الديوتيريوم (او الهيدروجين الثقيل). والتريتيوم، وتسمى نواتها البروتون (p)، الديوترون (d) والتريتون (t)

وبما ان عدداً من العناصر يمكن تمثيلها بنوى مختلفة، اصبح واضحاً، اننا يجب ان نستعمل اسماً خاصاً بها حيث ان كل من هذه الذرات يسمى نويدة، اي ان كل ذرة ممثلة بالرمز $^{A}_{Z}X$ تكون نويدة. ونشاهد في الجدول 14 - 2 ان بعض النويدات تمتلك نفس العدد الذري Z. حيث ان هذه النويدات تؤلف نظائر مختلفة لنفس العنصر. فالنظائر اذاً تعود لنفس العنصر الكيميائي وتمتلك كتلاً مختلفة. ففي الجدول 14 - 2. نظائر البريليوم هي:

$$^{7}_{4}Be\ \ ^{8}_{4}Be\ \ ^{9}_{4}Be\ \ ^{10}_{4}Be,\ \text{and}\ \ ^{11}_{4}Be,$$

والتي تكون فيها Z = 4.

وتوجد نويدات ايضا لها نفس الكتلة الذرية ولكن باعداد ذرية مختلفة ولذلك فهي تعود الى عناصر مختلفة. وهذه تسمى المتكاتلات. والامثلة عليها

$^{3}_{1}H$ $^{3}_{2}He$	حيث ان	A = 3
$^{6}_{2}He$, $^{6}_{3}Li$	حيث ان	A = 6
$^{7}_{3}Li$, $^{7}_{4}Be$	حيث ان	A = 7

فنويدات المتكاتلات يمكن ان تتكون من انبعاث بيتا (β^-) كما في حالة التريتيوم:

$$^{3}_{1}H \rightarrow {}^{3}_{2}He + {}_{-1}^{0}e(\beta^-) + \bar{\nu},$$

حيث ان $\bar{\nu}$ هي ضديد النيوترينو، والتي ستناقش فيما بعد.

اما الحالات المهمة من مجاميع المتكاتلات فسوف تناقش في الفصل المتعلق بالانشطار النووي.

والقائمة الكاملة للنويدات (الملحق F) تبين انه في العناصر الخفيفة يكون عدد البروتونات مساوياً تقريباً الى عدد النيوترونات. وبالحقيقة ينتج من رسم N ضد Z توزيعاً حول منحني بسيط يميل الى N = Z في القيم الواطئة لكن تكون N>Z للعناصر الاثقل. وهذا موضح في الشكل 14 - 1(a). ان المسح الشامل للجدول الكامل للنويدات المستقرة يوضح بعض الخصائص المشوقة. فاذا رتبنا النويدات نسبة الى كونها تمتلك عدداً فردياً او زوجياً من البروتونات وعدداً فردياً او زوجياً من النيوترونات فاننا نحصل على التوزيع في الجدول 14 - 3.

هذا الجدول يوضح ان النويدات المستقرة التي لها عدد زوجي من البروتونات وعدد زوجي من النيوترونات (نويدات زوجي - زوجي) تزيد بكثير على عدد المتكاتلات المستقرة التي لها عدد فردي من البروتونات والنيوترونات (نويدات فردي - فردي). وسوف تظهر اهمية هذا بعد مناقشة عميقة للنشاط الاشعاعي، ولكن في هذه المرحلة يمكن القول بان قوى الجذب النووية التي اشرنا اليها سابقاً في هذا

الجدول 14 - 3
توزيع النويات في النويدات المستقرة

Elements Protons Z		Isotopes Neutrons N		Z/N Distribution N/Z		
Z even	Z odd	N even	N odd	Odd/even	Odd/odd	Even/Even
—	40	53	8	53	8	—
43	—	166	57	57	—	166
Totals		219	65	110	8	166
Total elements 83		Total Isotopes 284				

الجزء يجب ان تكون اقوى بكثير للنويدات زوجي ـ زوجي منها للنويدات فردي ـ فردي.

إنه واضح من الشكل 14 - 1(a)، ان عدد البروتونات يزيد على عدد النيوترونات في حالتين فقط وان عدد النظائر المستقرة للعنصر الواحد ليس ثابتاً. فالقصدير مثلاً وفيه z = 50، يمتلك عشرة نظائر مستقرة تحتل المدى من الكتلة الذرية 112 الى الكتلة الذرية 124 بينما السيزيوم القريب منه، وفيه z=55 يمتلك نظير مستقر واحد فقط وكتلته 133. ان هذه الخصائص بوضوح لها اهمية كبيرة في الفيزياء النووية ويجب ان تؤخذ بالحسبان في اية نظرية للتركيب النووي.

14 - 2 مقياس النواة

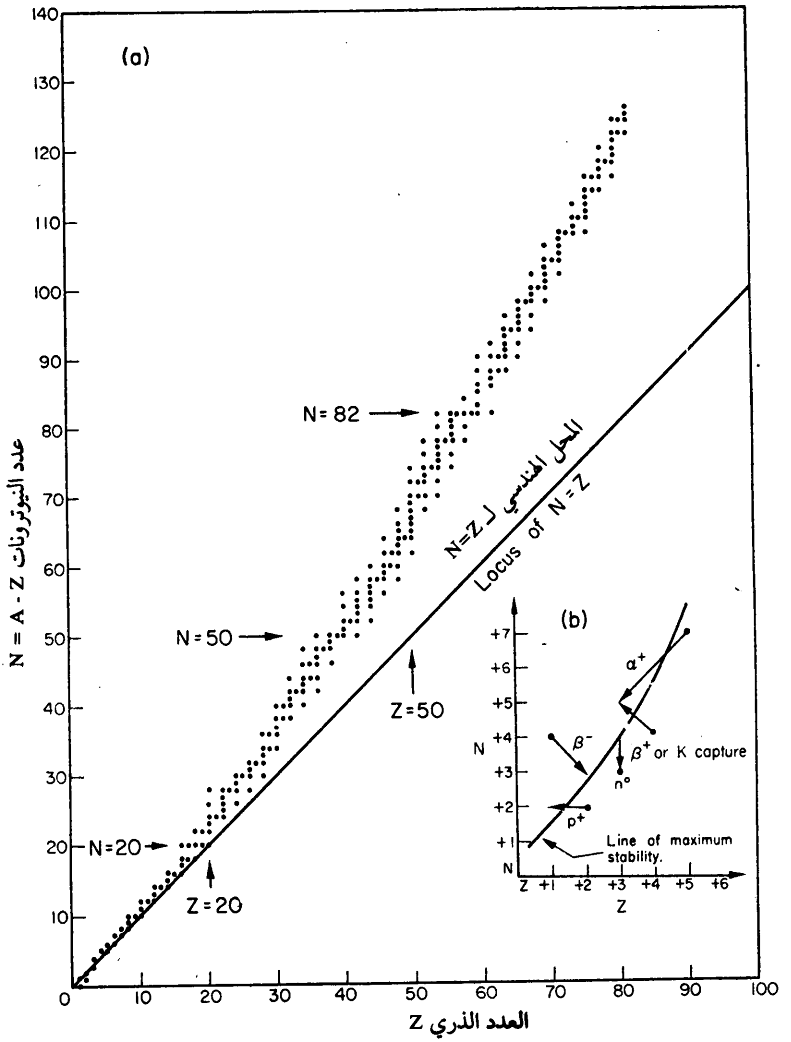
ان الذرة ككل هي بنية دون المجهرية. فقطر ذرة الهيدروجين كما وجد طيفياً ومن النظرية الحركية كذلك يبلغ حوالي (0.1 nm) (اي وحدة انكستروم Angstrom واحدة أو 1Å)، لكن المقياس البروتوني يكون على الاقل اربع مراتب عشرية اصغر من هذا ويجب ان يكون اصغر بكثير من مقياس تشتت رذرفورد Rutherford، اي انه اصغر من 26 fm (اي 26 فيرمي Fermi) لنواة ذرة الذهب كما تبين من تشتت جسيمات الفا الموصوفة في الفصل 3. اما نتائج تجارب التشتت للنيوترونات السريعة فانها اعطت نصف قطر النواة R بصورة تقريبية من العلاقة:

$$R = 1.4 \times A^{1/3} \qquad \text{(بوحدات فيرمي)}$$

حيث A هي الكتلة الذرية، وهكذا للالمنيوم، A = 27، يكون لدينا R =4.2 fm.

اما نتائج تجارب تشتت الالكترونات ذات الطاقة العالية فانها اعطت نتائج مماثلة. وانه من الصعب ادراك هذه القيمة ولكن كل مايستطيع المرء قوله هو ان كل نواة تكون صغيرة جداً وتكون اصغر من الذرة ككل عدة مرات، فالعدد المضبوط الذي يعطى لمقياس النواة يعتمد على نوع الجسيمة لفحصها اضافة الى طاقاتها. ان وحدة المقياس الملائمة المستعملة للنواة هي:

$$1 \text{ fermi} \equiv 10^{-15} \text{ m} \equiv 1 \text{ fm.} \qquad \text{(فيرمي)}$$



الشكل 14 - 1(a) بياني Z - N للنويدات المستقرة (b) الانتقالات النووية المحتملة

14 - 3 الكتل الذرية المضبوطة ـ النقص الكتلي

لاحظنا في الفصل 4 ان المطياف الكتلي يمكن ان يستعمل لوزن الذرات، وان الافكار الاصلية للقيم الكاملة (الارقام الصحيحة) يجب ان تترك جانباً، وان اية كتلة ذرية مضبوطة M يمكن ان تكتب بدلالة وحدة الكتلة الذرية (m_u) كما سنرى فيما بعد: $M = A \pm \Delta M$ حيث ان A هو عدد صحيح يساوي العدد الكلي للنويات الموجودة في النواة. وΔM هو فرق الكتلة، والاشارة لاتكون دائماً موجبة بسبب اختيار النويدة ^{12}C لتكون كتلتنا الذرية القياسية، اي ان وحدة الكتلة الذرية الموحدة mu هي (1 / 12) من كتلة ذرة النويدة ^{12}C وان بعض الامثلة مبينة في الجدول 14 - 4 حيث ان M في جميع الحالات هي كتلة الذرة المتعادلة اي انها تشمل الالكترونات ايضا وΔM هي فائض الكتلة M - A، وهي معطاة في الملحق F.

الجدول 14 - 4

كتل بعض النظائر بوحدات mu

Nuclide	*M*	*A*	*ΔM*
^{1}H	1·007825	1	0·007825
^{4}He	4·002603	4	0·002603
^{16}O	15·994915	16	−0·005505
^{35}Cl	34·968851	35	−0·031149
^{120}Sn	119·902198	120	−0·097802

$^{12}C = 12·000000\ m_u$.

ان الوحدات المستعملة في هذا الجدول، هي وحدات الكتلة الذرية. وهذه الوحدة هي $1\ m_u = 1.66 \times 10^{-27}$ kg أو بدقة اكثر هي $(1/12) \times M^{12}C$ kg لاحظ الدقة في الجدول 14 - 4 والذي بواسطته يمكن قياس M بواسطة المطياف الكتلي الحديث وطرق التفاعلات النووية. وهذه هي درجة الدقة التي املت الاختيار الاصلي لـ ^{16}O للقياس الفيزيائي بدلاً من الطريقة الكيميائية التي تستعمل الخليط الطبيعي لنظائر الاوكسجين، فهو يمتلك ثلاثة نظائر رئيسية هي ^{16}O, ^{17}O و ^{18}O بنسب الوفرة التي تبلغ حوالي 500:1 لـ 16:18 وحوالي 2500:1 لـ 16:17. ان المقياس الكيميائي للأوزان الذرية يستند الى اوكسجين الجو بكل نظائره. وهذه النظائر تمتلك الكتل ونسب الوفرة التالية وجميعها بمقياس ^{16}O القديم.

$$^{16}O = 16·000000 \quad 99·759\%$$
$$^{17}O = 17·004534 \quad 0·037\%$$
$$^{18}O = 18·004855 \quad 0·204\%$$

فاذا اضفنا هذه سوية بنفس التناسب الصحيح فان الوزن الذري لأوكسجين الجو يصبح 16.004453 بدلاً من 16.000000. ولتحويل المقياس الكيميائي الى المقياس الفيزيائي يجب ان نضرب بالمعامل:

$$16.004453 / 16.000000 = 1.0002783$$

لذلك يكون معامل التحويل هذا ضرورياً عند مقارنة الاوزان الذرية المحصل عليه كيميائياً مع تلك التي نحصل عليها من المطياف الكتلي بدلالة ^{16}O. فمنذ 1960 اصبحت كتل النظائر تشير الى كتلة ^{12}C كأساس للمقياس الفيزيائي اي ان وحدة الكتلة الذرية اصبحت تعرف بـ

$$M^{12}C = 12.000000\ mu$$

وهذا المقياس الجديد ابطل مقياس ^{16}O واصبح مقبولاً من قبل الاتحاد العالمي للفيزياء النظرية والتطبيقية والذي اجتمع في اوتاوا (كندا) في 1960.

ان السبب في هذا التغيير هو ان معامل التحويل 1.0002783 من المقياس الكيميائي الى المقياس الفيزيائي لـ ^{16}O يفترض عدم وجود اختلاف ارضي لنسب وفرة نظائر الاوكسجين. الا ان هذا اصبح الان معروفاً بانه غير صحيح. اضافة الى ذلك فان الكاربون يمتلك نظيرين مستقرين فقط مقابل ثلاثة نظائر للاوكسجين والمطياف الكتلي الحديث يتعامل ايضا بصورة كبيرة مع المركبات الهايدروكاربونية وكذلك يمكن تعيين $M^{1}H$ بصورة دقيقة جداً بدلالة $M^{12}C$. فالقيمة المطلقة لوحدة الكتلة الذرية لاتزال

تساوي 1.66×10^{-27} kg ومعامـل التحويـل للمقياس $M^{16}O$ = 1.0003179 للمقيـاس $M^{12}C$. ان معامل التحويل من المقياس الكيميائي الى المقياس الفيزيائي ^{12}C هو 1.000275. في هذا الكتاب سوف نستعمل المقياس ^{12}C.

ولو إننا رأينا في الجدول 14 - 4، ان فروق الكتلة ΔM هي صغيرة جداً لكننا نعرف انها مضبوطة جداً، كما سنرى فيما بعد إنها تملك اهمية كبيرة حول اصل الطاقة في الذرة. لقد اقترح استن (Aston) المصطلح نسبة الترابط f للنسبة $\Delta M / A$، وبما اننا وضعنـا $M = A + \Delta M$ تصبح لـدينا العـلاقة $M = A (1 + f)$ حيث ان f يمكن ان تكون موجبة او سالبة لان ΔM يمكن ان تكون موجبة او سالبة. فمنحنى نسبة الترابط للعناصر موضحاً بالشكل 14 - 2 وهذا المنحني بسيط تقريباً لكن الانحرافات عنه محددة بالضبط ولذلك يجب ان تكون قابلة للتعليل بالاستناد على اية نظرية للنواة. لاحظ ان $f = 0$ هي لـ ^{12}C كما مو متوقع، وان هناك حدود دنيا عريضة جداً. فلو اعتبرنا منحني نسبة الترابط هذا للحظة قصيرة باعتباره منحني الطاقة الكامنة للنواة فاننا نتوقع ان تكون العناصر في الحدود الدنيا (أو التقعر) هي الاكثر استقراراً.

14 - 4 الطاقات الرابطة للنويدات

لنفرض اننا نرغب ان نحسب كتلة ذرة الهيليوم من مكوناتها النووية وهذا يمكن ان نعمله بسهولة فائقة، لانها تحتوي على 2 (بروتون) و 2 (الكترون) و 2 (نيوترون) اي انها تكافىء 2 (ذرة هيدروجين) زائداً 2 (نيوترون)، لذلك فان:

$$1 \text{ He atom} = 2 \times ({}^1_1\text{H} + 1 \text{ neutron}).$$

ولذلك فاننا نتوقع الكتلة الذرية لذرة الهيليوم، ان تكون:

$$2 \times (M_H + M_n).$$

وعملاً بوحدات الكتلة الذرية m_u، نحصل على:

$$M_H = {}^1_1\text{H} = 1{\cdot}007825$$

و

$$M_n = {}^1_0\text{n} = 1{\cdot}008665$$

ولذلك فان:

$$M_{He} = 2 \times 2{\cdot}016490 = 4{\cdot}032980$$

اي ان الكتلة الكلية لجميع مكونات $_2^4He$ تكون 4.032980.

ومن الجدول 14 - 4 نجد ان الكتلة المقاسة لـ $_2^4He$ هي 4.002603 وهي أقل من مجموع كتل النويات بحوالي $0{\cdot}03\ m_u$. وهذا امر غريب إذاً فلنجرب مثالاً آخر، ولنأخذ الاركون 40 لانه يمتلك نسبة ترابط سالبة، انظر الشكل 14 - 2.

وهذا هو $^{40}_{18}Ar$، ولذلك فان الكتلة الكاملة تكون:

$$18 \text{ (protons + electrons)} = 18 \times 1{\cdot}007825$$
$$22 \text{ neutrons} = 22 \times 1{\cdot}008665.$$

وهذا ينجمع الى 40.331480 بينما القيمة التجريبية المقاسة لـ $^{40}_{18}Ar$ هي 39.962384 ـ حوالي $0.37\,m_u$ أقل من القيمة التخمينية. لاحظ ان الكتلة الحقيقية تكون اقل من الكتل المضافة حتى مع نسبة ترابط سالبة ايضا.

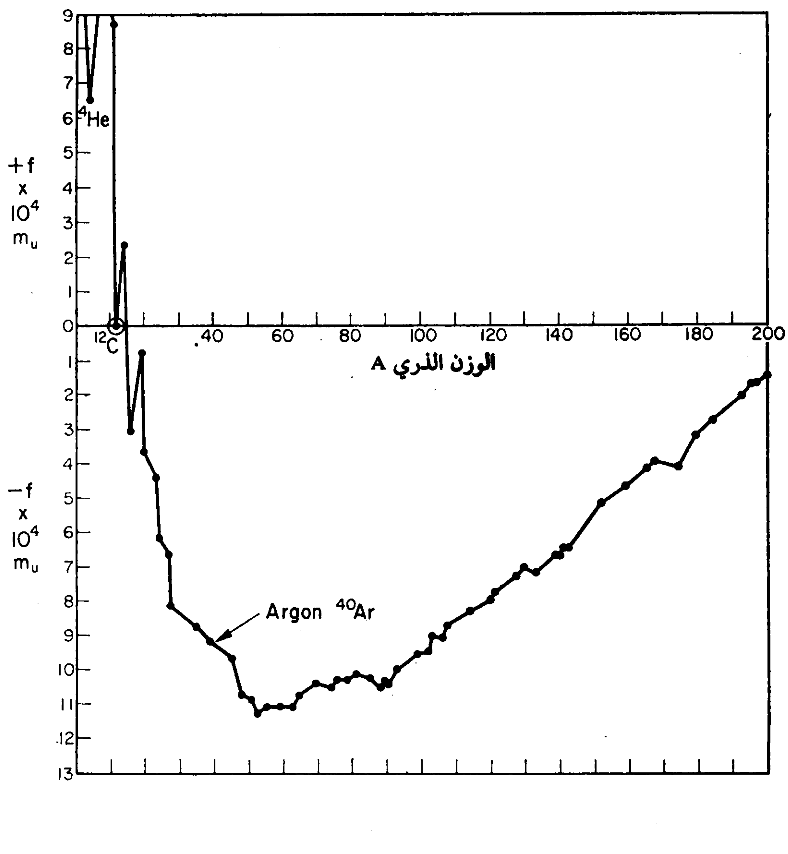
مما يبدو ان الكتلة الحقيقية للنويدة لاتساوي ابداً مجموع كتل مكوناتها، ففي اية نويدة $^{A}_{Z}X$ يمكن كتابة $M_{Z,A}$ للكتلة الذرية و $ZM_H + NM_n$ لمجموع كتل المكونات. حيث ان:

$$M_H = {}^1_1H = 1{\cdot}007825 \text{ and } M_n = {}^1_0n = 1{\cdot}008665.$$

والفرق الذي حصلنا عليه للهيليوم والاركون يكون إذاً:

$$\{ZM_H + (A - Z)\,M_n\} - M_{ZA}$$

أي مجموع كتل المكونات ـ الكتلة التجريبية المقاسة. فاذا كتبنا $\Delta M_{Z,A}$ لهذا النقص في الكتلة، عندما تربط المكونات النووية لتكوين نواة فاننا نستطيع ان نشير الى هذا بالنقص الكتلي.



الشكل 14 - 2 نسبة الترابط f المأخوذة من نظير مستقر الاكثر تواجداً لكل عنصر

(ان النقص الكتلي يجب ان لايخلط مع فائض الكتلة M – A أو ΔM) وهذه الكتلة تختفي عند تكوين نواة ـ فالى اين؟ ان المرء لايستطيع ان يتوقع فقدانها تماماً. وهكذا فان انشتاين Einstein هو الذي اوضح ان مثل هذا الفقدان في الكتلة يكون مكافئاً لطاقة مكتسبة. فمن النظرية النسبية الخاصة (لاحظ الملحق B) اظهر انشتاين بأنه يجب ان يكون هناك تكافؤ كتلي ـ طاقي ويعطى بالمعادلة:

$$E \equiv m_0 c^2 \quad \text{لكل كتلة سكون} \quad m_0{}^*$$

اي ان كتلة (m_0)kg تكون مكافئة لطاقة E Joules، حيث ان معامل التحويل هو c^2 (c هي سرعة الضوء = 3×10^8 m / s) وفي الحقيقة يجب ان لاتكون هناك صعوبة في استيعاب هذه الفكرة اكثر من فهم معادلة جول التي تربط الشغل والحرارة، أي W = JH حيث ان J هو المكافىء الميكانيكي للحرارة والذي يساوي 4.18 جول للسعرة الواحدة حيث يمكننا القول لذلك ان c^2 جول بالكيلو غرام هي الطاقة المكافئة للكتلة. وهكذا يظهر النقص الكتلي $\Delta M_{Z,A}$ ككمية مكافئة من الطاقة ΔE عند تكوين نواة. وهي الطاقة التي تنبعث نتيجة لنقصان الكتلة عندما تتكون النوى باندماج العدد الضروري من النويات سوية او بعبارة اخرى هي الطاقة اللازمة لفصل نويات النواة والتي يشار اليها لطاقة الترابط للنواة، B، وهكذا فان تغيير الكتلة بالحقيقة هو تغيير الطاقة الرابطة ـ اذ لايوجد هناك تحطيم نويات حقيقي.

لقد رأينا ان نسبة الترابط f تعطى بـ f =(M - A) / A حيث ان A هو العدد الكتلي الصحيح او العدد الكلي للنويات و M هي الكتلة الذرية المضبوطة والتي كتبناها تواً كـ $M_{Z,A}$.

وهكذا:

$$\frac{M_{ZA}}{A} = 1 + f.$$

والان:

$$\Delta M_{ZA} = \{ZM_{\rm H} + (A - Z)\, M_{\rm n}\} - M_{ZA}$$

هي طاقة الترابط النووية B. أما طاقة الترابط للنوية الواحدة او $\bar{B}$ تكون إذاً معطاة بـ

فتكون:

$$\begin{aligned}\bar{B} = \frac{B}{A} &= \frac{Z}{A} M_{\rm H} + \left(1 - \frac{Z}{A}\right) M_{\rm n} - \frac{M_{ZA}}{A} \\ &= \frac{Z}{A}[M_{\rm H} - M_{\rm n}] + M_{\rm n} - (1 + f) \\ &= -\frac{Z}{A}[0{\cdot}00084] + 0{\cdot}008665 - f \qquad (\text{بوحدات } mv)\end{aligned}$$

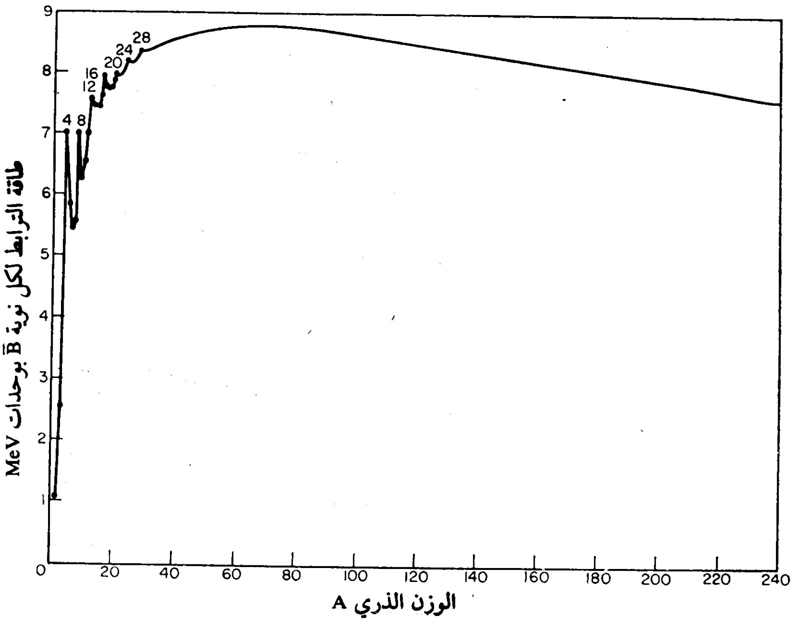
فاذا اخذنا معدل قيمة Z / A هو 0.45، نحصل على:

$$\begin{aligned}\bar{B} &= -0{\cdot}00038 + 0{\cdot}008665 - f \\ &= 0{\cdot}0083 - f,\end{aligned}$$

* التعبير العملي لهذه المعادلة هو وحدة الكتلة الذرية = 931 MeV حيث ان 1MeV هي الطاقة التي يحصل عليها الالكترون عند تعجيله بـ 10^6 Volts = 1.6×10^{-13} Joules، وللاشتقاق انظر نهاية هذا الفصل، الجزء 14 - 6.

لكي تكون القيمة الصغرى لـ f مقابلة للقيمة العظمى لـ B. لاحظ بما ان f نادراً ماتتعدى $10^{-3}\ m_u$ فان قيمة $\bar{B}$ تكون تقريباً ثابتة. لنأخذ معدل قيمة f – تساوي 7×10^{-4} mu نجد ان $\bar{B} = 0.0090\ m_u$ أي حوالي 8.4 MeV لمعظم النوى ($1\ m_u = 931$ Mev). ان السبب لهذه القيمة الثابتة نوعاً ما لـ $\bar{B}$ هي انها مكونة الى حد كبير من فائض كتلة النيوترون (Mn - 1) كما تشاهد في التعبير اعلاه لـ $\bar{B}$. وهذا بالحقيقة، هو نتيجة لحقيقة ان جميع القوى النووية هي قوى قصيرة المدى.

وهكذا فاذا رسمنا $\bar{B}$ ضد A نحصل على منحني نسبة الترابط معكوس تقريباً حول المحور A، كما يظهر في الشكل 14 - 3 والذي ترى فيه ان المنحني يمتلك قمة مسطحة في حوالي 8.7 MeV، أي ان اضافة نوية واحدة الى أية نواة في هذه المنطقة كتلتها الذرية A فان طاقة الترابط تزداد تقريباً بنفس المقدار.



الشكل 14 - 3 طاقة الترابط لكل نوية، مبينة القيم العظمى لمديات واسعة

ان هذا المنحني يعطي فكرة عن الاستقرار العام للنويدات وان القيمة العظمى الواسعة في الوسط تمثل اعظم استقرار من حوالي A = 40 الى حوالي A = 100 وان الميل الى اي تغييرات نووية هو ان تكون النواة الناتجة واقعة في هذا الجزء من المنحني. وهكذا فاندماج العناصر الخفيفة يميل بان ينتج عنها جسيمة واحدة اكبر وتكون اقرب الى القيمة العظمى في الشكل 14 - 3 فتتحرر بذلك طاقة بينما انشطار عنصر ثقيل يعطي اثنين (او اكثر) من جسيمات خفيفة يكونان اقرب الى القيمة العظمى فتتحرر عن ذلك طاقة ايضا وسوف تنظر الى هذه الظواهر بتفصيل اكبر فيما بعد.

14 - 5 النويدات المستقرة وغير المستقرة

حتى الان كانت اعتباراتنا مقصورة على خواص النويدات المستقرة التي لايوجد فيها انبعاث تلقائي

(ذاتي) للجسيمات. فالنوى يمكن ان تبنى باضافة بروتونات ونيوترونات بانتظام مغيرين بذلك الكتل وخصائص النوى حتى نصل الى الذرات الاثقل. من الشكل 14 - 1(a) نشاهد انه بزيادة A تزداد نسبة النيوترونات الى البروتونات في النوى تدريجياً وهكذا فانه للاوكسجين $_8O^{16}$ حيث تكون هناك 8 نيوترونات و 8 بروتونات ونسبة ذلك 1 : 1 بينما لليورانيوم $_{92}U^{238}$ يوجد (146) نيوترون (92) بروتون والنسبة 3 : 2.

ويمكن لذلك ان نعتقد بان النواة هي منطقة صغيرة محتجزة وتدخل فيها النويات بالقوة لتنتج لنا ذرات اثقل، حيث ان هذه النويات ستمتلك طاقة ترابط مصاحبة وترتب نفسها الى ابعد حد ممكن لتنتج نواة تكون طاقتها الكامنة هي القيمة الصغرى، وعلى أي حال، كلما يزداد عدد النويات يكون هناك إتجاه لتأثير كولوم التنافري ليسبب عدم الاستقرار مما يؤدي الى ان تبعث النواة جسيمات بصورة تلقائية. هذه الجزيئات ليست بالضرورة مكونة من نويات كما سنرى، وليس من الضروري ان يتبع ذلك انبعاث جسيمات من كل النوى الفعالة في نفس اللحظة الزمنية. فالظاهرة احصائية حيث ان الوقت المضبوط لان تبعث نواة معينة لجسيمها وحصول زيادة في استقراريتها يكون خاضع للصدفة، اي انها تعتمد على التفاصيل الآنية لمحيطها الذي يتغير دائماً. وبما ان الحالات النووية المختلفة لايمكن ان تعامل بصورة منفردة فلذلك يجب ان تعامل بصورة مجتمعة، وهكذا فاننا كي نلاحظ ونقيس ظاهرة عيانية تعتمد على عدد كبير من الظواهر المجهرية (الانحلالات النووية) والتي لايمكن ملاحظتها او قياسها بصورة منفردة، ينبغي ان نستعمل الملاحظات العيانية لمقارنة خواص النوى المختلفة. وهذه الظاهرة العيانية هي النشاط الاشعاعي الطبيعي الذي وصفناه في الفصل 3، والذي سوف نعامله بتفصيل اكثر في الفصل القادم ـ نلاحظ هنا ان النشاط الاشعاعي الطبيعي يكون على الاكثر مقتصر بصورة عامة على العناصر ذات الاوزان الذرية العالية. فعندما تصبح النواة فعالة جداً لتحفظ كل مكوناتها يمكن اعتبار النواة مماثلة لقطرة سائل قرب درجة غليانها. فكلما اضيفت النويات الى النواة او بالمثل كلما ازدادت درجة حرارة القطرة فان الجسيمات تتبخر من النواة بنفس الطريقة التي تتبخر فيها الجزيئات من قطرة السائل. وعلى اي حال، في حالة النواة تكون خصائص النواة المتبقية مختلفة عن خصائص النواة الام بينما قطرة السائل المتبقية هي صورة مصغرة للقطرة الام.

14 - 6 اشتقاق الصيغة العملية لـ $E = M_0 C^2$

ان الطاقة التي يحصل عليها الالكترون الذي شحنته e عند تعجيله بفرق جهد مقداره V تعطى بالمعادلة $E = Ve$. وتعرف وحدات الطاقة (1eV) الالكترون ـ فولت: بانها الطاقة التي يحصل عليها الكترون ما عند تعجيله بفرق جهد مقداره فولت واحد. وبالمثل فانّ طاقة (1MeV) مليون الكترون فولت عندما يتعجل بفرق جهد مقداره مليون فولت. وبما ان شحنة الالكترون هي 1.6×10^{-19} كولوم نحصل على:

$$1 \text{ MeV} = 10^6 \times 1.6 \times 10^{-19} \text{ joules.} \qquad \text{(جول)}$$

والان $1\ m_u = 1.66 \times 10^{-27}$kg والطاقة المتحررة عندما تتحول هذه الكتلة الى طاقة، حسب

معادلة انشتاين $E = m_0 c^2$، وباستعمال القيم العددية التقريبية لكل من (m_0) و (c) يكون :

$$\begin{aligned} E &= 1{\cdot}66 \times 10^{-27} \times (3 \times 10^{8})^2 \text{ joules} \\ &= \frac{1{\cdot}66 \times 10^{-27} \times 9 \times 10^{16}}{1{\cdot}6 \times 10^{-13}} \text{ MeV} \\ &= 933{\cdot}7 \text{ MeV} \end{aligned}$$

اذاً $1\ m_u \equiv 933{\cdot}7$ MeV، وبـاستعمـال قيم مضبـوطـة اكـثر لكـل من e ،m، و c، نجـد ان $1\ m_u = 931.478$ MeV بمقياس ^{12}C . وهكذا فالنقص الكتلي ΔM بوحدات m_u في تركيب نووي معين يقابل طاقة محررة مقدارها $931.478 \times \Delta M$ (MeV) وسوف نستعمل 931 كمعامـل تحويـل في هذا الكتاب.

مسائل

(المسائل المؤشرة بنجمة قد تم حلها بصورة كاملة في نهاية الفصل)

14 - 1 بالاستعانة بجدول النظائر في نهاية الكتاب ارسم اشكال بيانية توضح :

(i) توزيع عدد النظائر المستقرة للعنصر مع Z.

(ii) توزيع عدد النويدات المستقرة ضد A - Z .

اعمل قائمة للقيم العظمى، وراجع الفصل 19 لغرض الشرح.

14 - 2 ارسم مخطط توزيع التواتر لتوزيع النظائر المستقرة في :

$_{47}$Ag, $_{48}$Cd, $_{49}$In, $_{50}$Sn, $_{51}$Sb, $_{52}$Te, and $_{53}$I.

اشرح الخصائص المنتظمة في رسمك.

*14 - 3 اوجد اي من النظائر (^{8}B, ^{12}B), (^{10}C, ^{14}C) و (^{12}N, ^{16}N) يبعث β^- و β^+. دقق اجابتك من الملحق F.

14 - 4 اذا كنت تعمل نموذجاً لذرة الهيدروجين بمقياس تمثل فيه النواة بكرة القدم. اين سيكون الكترون التكافؤ موجوداً للذرة في حالتها المستقرة (الارضية)؟

14 - 5 إشرح العلاقة بين النقص الكتلي ونسبة الترابط للنويدة. لماذا يمكن ان تكون الاخيرة موجبة أو سالبة بينما لايمكن ان تكون الاولى كذلك؟

14 - 6 بأخذ امثلة معينة ناقش معنى الاصطلاح «طاقة الترابط للنوية» لماذا تكون هذه ثابتة تقريبا لجميع العناصر بينما ليست كذلك للعناصر الخفيفة؟

14 - 7 توجد ثلاثة نظائر متتالية لعنصر الكريبتون وهي :

$^{85}_{36}Kr = 84{\cdot}913523,\ ^{86}_{36}Kr = 85{\cdot}910616,\ ^{87}_{36}Kr = 86{\cdot}913365.$

بين من حساب طاقة الترابط للنيوترون الاخير في كل حالة، اي النظائر تكون على الاغلب غير مستقرة للنيوترونات اذا اعطيت: $^{84}_{36}Kr = 83{\cdot}911503$

الجواب: $(^{87}_{36}Kr)$.

14 - 8 إنه من المعروف ان $^{74}_{33}As$ يتحلل بواسطة انبعاث β بعمر نصف مقداره سبعة عشر يوماً. أوجد فيما اذا كان النظير $^{74}_{33}As$ يتحلل بانبعاث بيتا موجبة او سالبة (β^-, β^+)، وذلك بأخذ طاقات الترابط المعنية بنظر الاعتبار.

*14 - 9 إحسب طاقات الترابط للمتكاتلات التالية وكذلك طاقاتها الترابطية للنوية الواحدة

$^{64}_{28}Ni = 63{\cdot}9280$
$^{64}_{29}Cu = 63{\cdot}9298$
$^{64}_{30}Zn = 63{\cdot}9292$
(577·2 and 9·02 MeV
575·3 ,, 8·98 MeV
574·4 ,, 8·97 MeV)

أي من هذه النويدات تتوقع ان تكون لها فعالية β وكيف ستتحلل؟ لماذا؟

14 - 10 اذا كان التريتيوم ^3_1H والهيليوم - 3 (^3_2He)، تمتلكان الكتل $3.016050\ m_u$ و $3.016030\ m_u$ على التوالي. اوجد طاقات الترابط لها بوحدات MeV. ماهو سبب الاختلاف بين هذه القيم؟

الجواب: (8.65 MeV ،8.48 MeV)

14 - 11. نواة كتلتها (240) انقسمت الى اربع نوى. كتلة كل منها 60 كم هي الطاقة المتحررة؟ تلميح: استعمل الشكل 14 - 3.

الجواب: (288 MeV)

14 - 12 اذا كانت النواة التي كتلتها 60 في المسألة 14 - 11 قد تكونت باندماج ثلاث نوى سوية مع بعضها، كتلة كل منها 20. هل سيكون هناك طاقة متحررة؟ احسب هذه الطاقة واشرح لماذا لاتكون نفسها كما في المسألة 14 - 11.

الجواب: (42 MeV)

14 - 13 النيوترون الحر جسيم غير مستقر. بل يتحلل الى بروتون (مستقر) وفقاً للمعادلة النووية $n^0 \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu} + Q$ حيث ان Q هي الطاقة الحركية القصوى المتحررة وتساوي 780 keV فاذا كانت $M_H = 1.007825\ m_u$ وكتلة السكون للالكترون هي $0.000548\ m_u$. فما هي كتلة السكون للنيوترون؟

الجواب: $(1 \cdot 008669\ m_u)$

14 - 14 ماهو الفرق بالكتلة بين ذرة الهيدروجين ومجموع كتل البروتون والالكترون.

حلول لبعض المسائل

13 - 3 لنأخذ مثالاً على ذلك نظائر ^{10}C و ^{14}C. اذا كل منها كان باعث لجسيمات بيتا السالبة $(\beta^- - \text{emitter})$ لدينا، بحذف النيوترينو

$$^{10}_{6}C \longrightarrow {}^{10}_{7}N + {}_{-1}^{0}e\ (\beta^-)$$

و

$$^{14}_{6}C \longrightarrow {}^{14}_{7}N + {}_{-1}^{0}e\ (\beta^-)$$

أو اذا كانت باعثة لجسيمات بيتا الموجبة $(\beta^+ - \text{emitter})$

$$^{10}_{6}C \longrightarrow {}^{10}_{5}B + {}_{+1}^{0}e\ (\beta^+)$$
$$^{14}_{6}C \longrightarrow {}^{14}_{5}B + {}_{+1}^{0}e\ (\beta^+).$$

تكون هذه التفاعلات ممكنة دائماً اذا كانت كتلة النويدة النهائية اصغر من نويدة الكاربون المقابلة لها.
وبما ان:

$$^{10}C = 10 \cdot 016810 \quad {}^{10}N = ?$$
$$^{14}C = 14 \cdot 003242 \quad {}^{14}N = 14 \cdot 003074$$
$$^{10}B = 10 \cdot 012939 \quad {}^{14}B = ?$$

نستنتج ان ^{10}C هو باعث لدقائق بيتا الموجبة (البوزترون $\beta^+ - \text{emitter}$) و ^{14}C هو باعث لدقائق بيتا السالبة $(\beta^- - \text{emitter})$.

14 - 9 إنه يكفي في حسابات من هذا النوع ان تأخذ:

$Mn = 1.009$

$M_H = 1.008$

ومن هنا تمتلك النويدة : $^{64}_{28}Ni$، N=36، Z=28

$$NM_n + ZM_H = 36 \times 1{\cdot}009 + 28 \times 1{\cdot}008$$
$$= 36{\cdot}324 + 28{\cdot}224$$
$$= 64{\cdot}548$$

$\therefore\ \Delta M = 64{\cdot}548 - 63{\cdot}928$
$= 0{\cdot}620\ m_u.$
$\therefore$ BE = 577·2 MeV and $\overline{B} = 9{\cdot}02$ MeV.

والنويدة $^{64}_{29}Cu$ تمتلك N=35 و Z=29

$$NM_n + ZM_H = 35 \times 1{\cdot}009 + 29 \times 1{\cdot}008$$
$$= 64{\cdot}547$$
$$\Delta M = 64{\cdot}547 - 63{\cdot}9429$$
$$= 0{\cdot}0618\ m_u.$$
BE = 575·3 MeV and $\overline{B} = 8{\cdot}98$ MeV.

اما النويدة $^{64}_{30}Zn$، N=34، Z=30

$$NM_n + ZM_H = 34 \times 1{\cdot}009 + 30 \times 1{\cdot}008$$
$$= 34{\cdot}306 + 30{\cdot}240$$
$$= 64{\cdot}546$$
$\therefore\ \Delta M = 64{\cdot}546 - 63{\cdot}929$
$= 0{\cdot}617\ m_u.$
$\therefore$ BE = 574·4 MeV or $\overline{B} = 8{\cdot}97$ MeV.

الفصل 15

خصائص واستعمالات النشاط الاشعاعي الطبيعي

15 - 1 طبيعة النشاط الاشعاعي

لقد كان واضحاً من المناقشة في الفصل السابق إنه كلما تقدمنا من العناصر الخفيفة الى العناصر الثقيلة نجد ان نسبة النيوترون الى البروتون في النوى تزداد بسرعة بعد الكالسيوم كما موضح في الجدول 15 - 1 للنويدات $^{A}_{Z}X_{N}$.

الجدول 15 - 1

نويدة	نسبة $n : p$
$^{4}_{2}He_{2}$	1 : 1
$^{40}_{20}Ca_{20}$	1 : 1
$^{90}_{38}Sr_{52}$	1·37 : 1
$^{134}_{54}Xe_{80}$	1·48 : 1
$^{238}_{92}U_{146}$	1·58 : 1

يبدو ان النسبة العظمى حوالي 2 / 3 وهذه الحقائق موضحة بيانياً بالشكل 14 - 1(a) للنـويدات المستقرة.

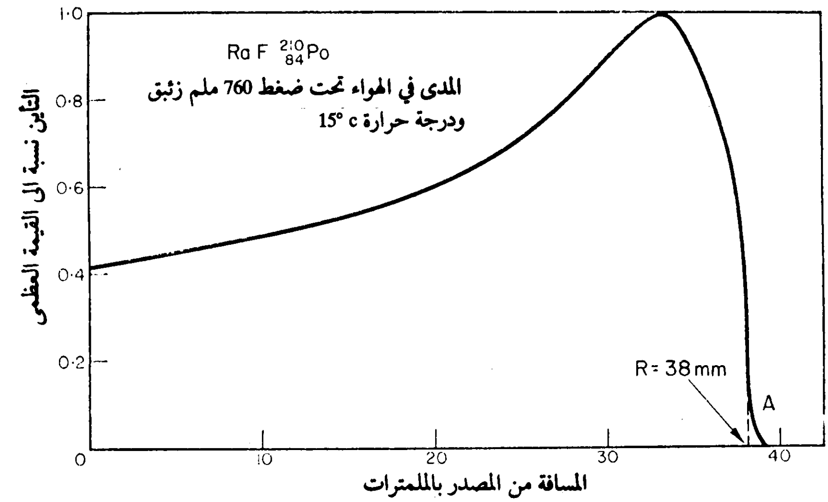
فعندما تبنى العناصر المختلفة من النيوترونات والبروتونات لتؤلف النويدات المستقرة يظهر (كمعدل) ان اضافة النيوترونات تكون اكثر من البروتونات. وهذه النيوترونات الاضافية تجهـز طاقـة الترابط الاضافية اللازمة للتغلب على طاقة كولوم التنافرية المتزايدة للبروتونات. انه من غير المحتمل لذلك، ان تكون خصائص النواة التي فيها نسبة n / p واطئة، مماثلة لتلك النواة التي تكون فيها هذه النسبة عالية. وهكذا فاننا نجد ان للنسب n / p التي تكون قيمتها كبيرة جداً، تميل النواة الى عدم الاستقرار وتبعث جسيمات بصورة تلقائية كجهد منها لتقليل طاقتها الكامنة.

فعملية الانحلال التلقائي (الذاتي) هذه تسمى النشاط الاشعاعي (الفصل 3). فقد اكتشف النشاط الاشعاعي في نهاية القرن الماضي وقد وجد حالاً ان الاشعاع المنبعث يتكون من ثلاثة انواع متميزة. وهذه سميت اشعة α و β و γ للسهولة، ووجد ايضاً انها تكون نوى الهيليوم المشحونة والكترونات سريعة واشعة كهرومغناطيسية طولها الموجي قصير جداً مشابهة لأشعة x، على التوالي.

ان الخصائص العامة لأشعة α ، β و γ قد تمت مناقشتها في الفصل 4..

15-2 جسيمات الفا وقاعدة كايكر ـ نوتال Geiger - Nuttal Rule.

إن أهم خاصية لجسيمات a هي قدرتها على تأيين أي مادة تمر خلالها وترتبط هذه الخاصية بمداها وامتصاصها وقد وجد إنها وان كانت لاتنفذ بعيداً جداً في المواد الاعتيادية لكنها تسبب تأيناً كثيفاً. وهكذا فان مداها في الهواء عندما تكون جسيمات الفا منبعثة من $^{210}_{84}Po$ (كان يعرف سابقاً راديوم F) حوالي 38 mm، وان التأيين على طول مسار الجسيمة يزداد الى النهاية القصوى قبل ان تنقص فجأة الى الصفر. وقد لوحظ هذا لأول مرة من قبل براك W.H. Bragg والمثال النموذجي لاحد منحنيات التأين الذي تم الحصول عليه من $^{210}_{84}Po$ موضح في الشكل 15 - 1.



الشكل 15 - 1 منحني براك لجسيمات ـ α للعنصر $_{84}^{210}Po$

عندما تنقص سرعة الايونات بالاصطدامات المضاعفة مع الالكترونات وان جزيئات الغاز تزداد كفاءة التأين حتى تصل السرعة الى القيمة الانسب للتأين. وبعد ذلك يقل التأين بسرعة بسبب تعادل الايون ـ الكترون فتعطيه مدى مميزاً، اي ان طول مسار التأين يتحدد بصورة واضحة. وهذا يظهر جيداً في الصور التي التقطها بلاكت في حجرة ولسن السحابية. الشكل 15 - 2 إن اشعة الفا احادية الطاقة ولذلك فهي تمتلك مدى R معتمداً على طاقتها وسرعتها v، المبين في العلاقة التجريبية $R = av^3$، حيث ان a هي كمية ثابتة. لقد اعطيت هذه العلاقة اساساً من قبل كايكر.

ان المدى كما موضح في الشكل 15 - 2 لايكون دائماً نفسه بالضبط لجميع الجسيمات المنبعثة من مصدر معين بسبب التطوح او التقلب الاحصائي في عملية فقدان الطاقة والذي يظهر على شكل تقعر قليل في النقطة A على منحني براك في شكل 15 - 1. ولكي نحصل على المدى يستكمل استقراء الجزء المستقيم من المنحني الى تأين مقداره صفر كما هو مبين على الشكل.

وجسيمات الفا تمتص بسهولة جداً. فورقة الجريدة مثلاً يمكن ان تقطع معظمها وبطاقة البريد تمتصها كلياً. وهكذا فمن وجهة نظر السلامة فان إرتداء الملابس تكون كافية لامتصاص جسيمات a ولذلك فان التعرض الداخلي للخطر هو الاكثر خطورة كما هو مفصل في الملحق D.

فاذا فحصنا المدى لجسيمات a المنبعثة من المصادر الطبيعية المعروفة سوية مع اعمارهـا النصفية المقابلة لها، يبدو واضحاً ان هناك علاقة عكسية بينهما تقريباً. والجدول 15 - 2 يبـين هذه الكميـات بالتفصيل، والأهم ان نلاحظ المدى الهائل لعمر النصف $T_{1/2}$، الذي يتراوح من 1.4×10^{10} (سنة) للنويدة $^{232}_{90}Th$ والتي تعد لذلك نظير مستقر تقريباً، الى 300 ns (نانو ثانية) للنويدة $^{212}_{84}Po$ والذي يعد نظير لاوجود له تقريباً.

بما إن هاتين النويدتين تمتلكان المدى الاقصر والاطول لجسيمة a على التوالي فان هذه الارقام تقترح علاقة عكسية بالصيغة:

$$T_{1/2} . R^m = Constant \qquad \text{(مقدار ثابت)}$$

أي إنّ $\lambda = AR^m$، حيث ان: $\lambda = (0.693 / T_{1/2})$ و A مقدار ثابت.

وهذا يعطي $Log\, \lambda = m \log R + B$، بوضع $B = Log\, A$ وهذه قاعدة كايكر ـ نوتال، اكتشفت لأول مرة في 1911 كنتيجة لمسح دقيق لجميع البيانات المتوفرة ويمكن ان تحقق القاعدة تجريبياً ولكن من الصعب شرحها نظرياً.



الشكل 15 - 2 صورة لمسارات جسيمة ـ α في حجرة السحابة للعنصر c', Thc تبـين مديـان وتأثـير قسري (مـأخوذة من الاشعاعات للمواد المشعة، رذرفورد، جادويك وأليز P.U.C., 1930).

ويرسم النتائج المبينة في الجدول 15 - 2 ينتج الشكل 15 - 3 حيث نجد ان الانحدار $m = 60$ تقريباً، والتقاطع يعطي $B = -44.2$ معطياً $A = 10^{-84}$ كي تكون $\lambda = 10^{-84} R^{60}$.

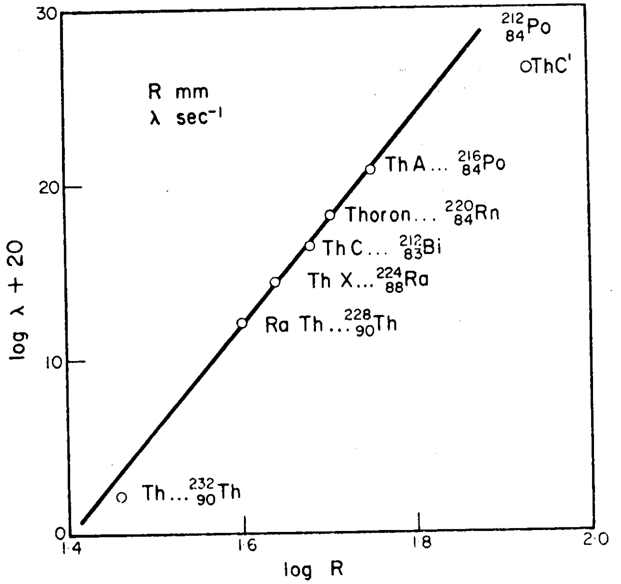
$$T_{\frac{1}{2}} R^{60} = \frac{0 \cdot 693}{10^{-84}} = 6 \cdot 93 \times 10^{83} \text{ s mm.}$$ أو

الجدول 15 - 2

نهج متسلسلات الثوريوم وباعثات ـ α

ثابت الانحلال λ sec^{-1}	نصف العمر $T_{\frac{1}{2}}$	الطاقة MeV	المدى في الهواء 15°C mm	رمز النويدة	اسم النموذج المشع
$1 \cdot 58 \times 10^{-18}$	$1 \cdot 39 \times 10^{10}$ a	3·98	29·0	$^{232}_{90}Th$	Th
$1 \cdot 16 \times 10^{-8}$	1·9 a	5·42	40·2	$^{228}_{90}Th$	RaTh
$2 \cdot 20 \times 10^{-6}$	3·64 d	5·68	43·5	$^{224}_{88}Ra$	Th X
$1 \cdot 27 \times 10^{-2}$	54·5 s	6·28	50·6	$^{220}_{86}Rn$	Thoron
4·33	0·16 s	6·77	56·8	$^{216}_{84}Po$	Th A
$1 \cdot 92 \times 10^{-4}$	60·5 min	6·05	47·9	$^{212}_{83}Bi$	Th C
$2 \cdot 31 \times 10^{6}$	3×10^{-7} s	8·77	86·2	$^{212}_{84}Po$	Th C′

بما ان المدى R يرتبط بطاقة الانحلال E في المعادلات $E = \frac{1}{2}mv^2$ و $R = av^3$، يجب ان يكون هناك ارتباط عكسي منتظم مماثل بين عمر النصف وطاقة الانحلال [راجع المسألة 15 - 1] والتي يجب ان تفسر بالاعتماد على أية نظرية مقنعة لتركيب النواة. اضافة الى ذلك، يجب ان تكون جسيمة a بصورة خاصة، اتحاد مستقر للبروتونات والنيوترونات كي تقذف ككيان موحد من النواة المشعة.



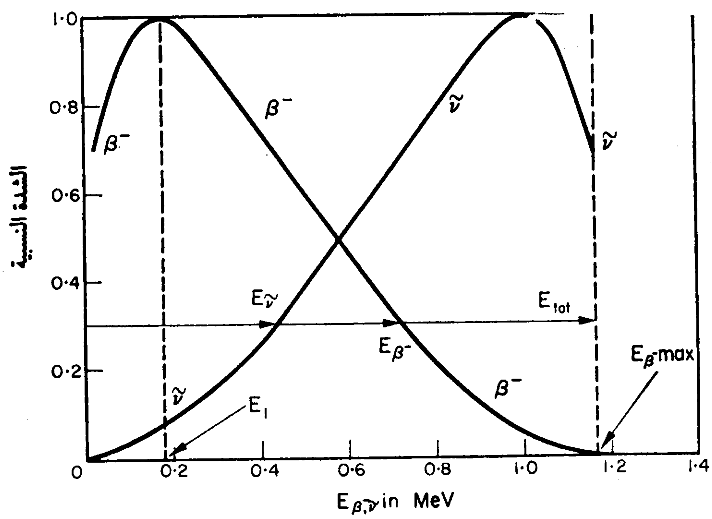
الشكل 15 - 3 قاعدة كايكر. نوتال لمتسلسلة الثوريوم.

ان تماثل اشعة β مع الالكترونات السريعة (راجع الفصل 3) يعني ان جميع باعثات β^- (و β^+ كذلك) تغير طبيعتها الكيميائية واعدادها الذرية ولكن لاتغير كتلتها الذرية بصورة ملحوظة، اي ان المتكاتلات هي عناصر كيميائية مختلفة. ومن الممكن ان تقاس طاقات اشعة β النووية بطريقة مرسمة الطيف المغناطيسي (السبكتروكراف المغناطيسي) والتي وجد منها ان سرعات الالكترونات المنبعثة ثابتة ولكنها موزعة على هيئة طيف كما في الشكل 15 - 4.

ان طيف السرعة المستمر هذا يخص الالكترونات النووية فقط ويوضح ان طاقة الانحلال للنواة تعطى كاملة لجسيمة β المنبعثة، الان ودائماً. ان القيمة الاكثر احتمالاً لطاقة الكترون منبعث تعطى بـ E_1 المبينة في شكل 15 - 4 لكن الالكترونات ذات الطاقة القصوى هي بالحقيقة قليلة العدد بالمقارنة مع غيرها. وللوهلة الاولى يبدو ان قانون حفظ الطاقة يفشل مع باعثات β^- حيث ان باولي (Pauli) إقترح في 1931 بصورة غير رسمية بأنه ليست هناك مخالفة لقوانين الحفظ اذا تبعث جسيمة اخرى اضافية الى الالكترون آنياً من كل نواة. وتعرف هذه الجسيمة بضديد النيوترينو $(\tilde{\nu})$ ، حيث يصبح توازن الطاقة كما يلي:

$$E_{\beta-\text{Total}} = E_{\tilde{\nu}} + E_{\beta-}$$

حيث ان كل من $E_{\beta-}$ ، $E_{\tilde{\nu}}$ متغير كما يبدو في الشكل 15 - 4. ان ضديد النيوترينو متعادل ويمتلك كتلة سكون مهملة، لكن، كما في حالة طاقة الفوتون، يمكن ان تكون طاقته كبيرة جداً ويمتلك عدد برم كمي $S = (1/2)$ مثل الالكترون، وهذا ضروري لحفظ الزخم الزاوي. وبما ان جميع تحولات β هي متكاتلة، فان العدد الكلي للنويات يبقى لايتغير ولذلك فان الزخم الزاوي لايتغير ايضاً. ان الالكترونات المقذوفة تأخذ معها زخم برم زاوي مقداره $[(1/2)\hbar = (1/2)\, h/(2\pi)]$ وهذا الحفظ يتطلب ان يأخذ ضديد النيوترينو معه زخم برم زاوي معاكس هو $(-1/2\,\hbar)$.



الشكل 15 - 4 الطيف الطاقي النموذجي لـ β^-, ν^-.

كما سنرى فيما بعد، تنبعث البوزيترونات في بعض الاحيان، وهذه هي الكترونات موجبة β^+، مصحوبة بالنيوترينو. والبوزيترونات هي جسيمات مضادة للالكترونات ولذلك فان النيوترينو

المصاحب لها هو جسيم مضاد للنيوترينو المصاحبة للالكترون. لقد جرت العادة ان يسمى الجسيم المصاحب للبوزيترون، نيوترينو (ν) بينما ذلك الجسيم المصاحب للالكترون يسمى ضديد النيوترينو ($\bar{\nu}$). إنه مهم ان نذكر إن البوزيترونات والالكترونات لاتنقذف وحدها إطلاقاً. ان الطاقة القصوى لجسيمات (β) هي طاقة الانحلال تقريباً وللاغراض التجريبية يمكن ان تعتبر كذلك. وتنبعث جسيمات (β^-) و ($\bar{\nu}$) في آن واحد بحيث يحفظ كل من الزخم الخطي للنواة المرتدة مع زخم البرم الزاوي. وجسيمات بيتا هي بالمقارنة سهلة الامتصاص بصفيحة معدنية رقيقة، فمثلاً صفيحة من الالمنيوم سمكها (5 mm) تقطع الشدة لحزمة (β^-) بحوالي (90%). وهكذا فانها اكثر اختراقاً من جسيمات (α) ونتيجة لذلك يكون التأين الناتج عن جسيمة (β^-) اقل من نظيره المتسبب عن جسيمات (α) التي لها نفس الطاقة، بسبب السرعة العالية لجسيمات (β^-). ان الخطر من جسيمات β^- بصورة رئيسية هو خطر داخلي ينتج عن ابتلاع الغذاء او الشراب الملوث او بتنفس الغبار المشع المحمول جواً.

فامتصاص جسيمات β^- بالمادة يتبع تقريباً القانون الاسي : $I=I_0e^{-\mu x}$

حيث ان I_0 هي شدة الشعاع الابتدائية.

وان I هي الشدة النهائية للشعاع بعد ان يمر خلال السمك x. و μ هو معامل الامتصاص كما يقاس من هذه المعادلة.

وعند اختبار هذه المعادلة تجريبياً لباعثات β^- الخالصة وجد ان الرسم البياني (Log I) ضد السمك (x) ليس خطاً مستقيماً كما تقترحه المعادلة أعلاه. واضافة الى ذلك فان الشدة مداومة حتى للمصاص السميك جداً اذ تبقى ثابتة لغاية قيم كبيرة لـ (x) كما في الشكل 15 - 5. تنشأ هذه الشدة الثابتة عن تكوين برامشترالونك ـ Bremsstrahlung أو اشعة الكبح «Braking Radiation» وذلك نتيجة لتوقف جسيمات بيتا المفاجىء داخل المصاص، ويكون هذا الاشعاع مكافئاً لتكون الاشعة السينية النفاذة ذات الموجة القصيرة عند القيم العالية لـ (x) وبذا يتكون تأثير اشعة جسيمات (β^-) ذات الشدة الثابتة. واخيراً هنالك نقطة نظرية واحدة يجب ان تلاحظ هي ان جسيمات (β^-) التي وصفناها تنبعث من النواة بالرغم من عدم وجود جسيمات (β^-) بصورة طليقة في النواة. أما جسيمات (β^-) الاخرى فقد تقذف من بين الالكترونات المدارية في الذرة بسبب التأثير الكهروضوئي لاشعة كاما المنبعثة من النواة كما سيتبين في الجزء القادم. هناك نمط ممكن لتكوين جسيمات (β^-) النووية، هو تحويل النيوترون الى بروتون داخل النواة، وهكذا:

$$n^0 \rightarrow p^{+1} + \beta^-(e^-) + \bar{\nu}.$$

ولما كان البروتون باقياً داخل النواة، فان العدد الكتلي يبقى دون تغيير. وبالمثل فان انبعاث البوزيترون يتكون من تحول البروتون الى نيوترون داخل النواة:

$$p^+ \rightarrow n^0 + \beta^+(e^+) + \nu.$$

15 - 4 خصائص اشعة γ

ليست مثل انواع الاشعة النووية الاخرى، فأشعة كاما غير جسيمية إذ انها تتألف من اشعة كهرومغناطيسية ذات طول موجي قصير جداً وبذلك فهي تشابه في عدة نواحي الاشعة السينية النفاذة.

وبما ان طاقة الاشعاع تتناسب مع التردد (النظرية الكمية) يصبح متوقعاً ان تكون اشعة كاما التي تمتلك $\lambda \sim 100$ fm اكثر فعالية بالمقارنة مع اشعة اكس واطئة التردد والتي يكون فيها $\lambda \sim 100$ pm. وهذا يصبح جلياً في النفاذية الكبيرة والخصائص التأينية لاشعة كاما.

فعندما تنفذ اشعة كاما خلال المادة فانها تضعف بثلاث عمليات رئيسية:

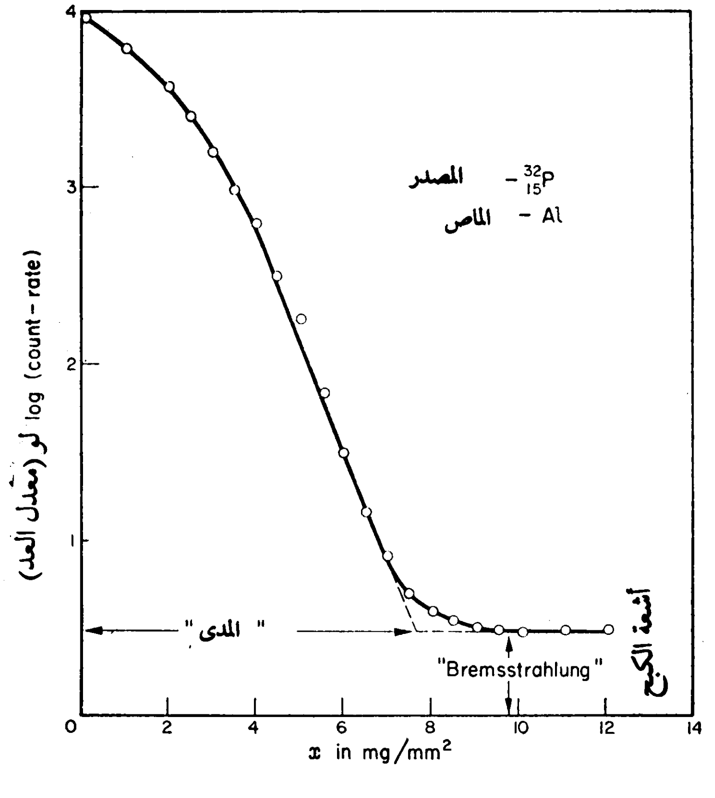
(1) التأثير الكهروضوئي، حيث ان عمل فوتونات γ المنبعثة من النواة على الالكترونات المدارية يكون بالضبط نفس عمل الفوتونات فوق البنفسجية الساقطة من الخارج.

(2) إرتدادات كومبتن وفيها تفقد فوتونات γ طاقتها بالتصادمات مع الالكترونات.

(3) الانتاج الزوجي والذي فيه يخلق آنياً زوج الكتروني موجب وسالب من فوتون γ.

هذه الحدود الثلاثة يمكن ان تجمع بمعامل امتصاص واحد μ في القانون الاسي للامتصاص:

$$I = I_o e^{-\mu x} = I_o e^{-x/\ell}$$



الشكل 15 - 5 المنحني اللوغاريتمي لامتصاص ـ β

حيث ان (I_0) هي شدة الشعاع قبل ان يمر خلال الوسط المادي الذي سمكه (x).

و (I) هي الشدة بعد المرور خلال (x)

و (μ) هو معامل الامتصاص الكلي.

ان القيم النسبية لمختلف ماصات (γ) تذكر عادة بقيم سمكها النصفي $x_{1/2}$ بحيث ان، $I = \frac{1}{2} I_0$.

فنحصل على:
$$\log_e \frac{I_0}{I} = \mu x$$

ولذلك فان:
$$\log_e 2 = \mu x_{\frac{1}{2}}$$

أو
$$x_{\frac{1}{2}} = \frac{0{\cdot}693}{\mu}.$$

وهذا طبعاً، يناظر رياضياً بالضبط الى عمر النصف $T_{1/2}$ للمادة المشعة ان قيمة سمك النصف للرصاص حوالي (9 mm) لأشعة كاما ذات الطاقة 1 MeV.

يرجع اصل أشعة كاما الى الحالة المتهيجة للنواة بعد انبعاث جسيمة (α) أو (β^-) أو كليهما منها. وكما يتوقع المرء، بالمقارنة مع حالات طاقة الالكترون في الذرة ككل، فان حالات الطاقة النووية هي مكماة (موجودة بشكل مضاعفات لكم ثابت) ايضا. فطاقة فوتون γ إذاً مقياس للطاقة التي تفصل الحالات المتهيجة للنوى كما في الشكل 15 - 6. وهكذا فان نمطاً معقداً من طاقات اشعة γ يمكن لها مصاحبة حالات الطاقة النووية وبنفس الطريقة التي تصاحب بها الاطياف الضوئية حالات الطاقة الذرية، لكن حتى الان لاتوجد نظرية دقيقة يمكنها العمل على التنبؤ بحالات طاقة γ.

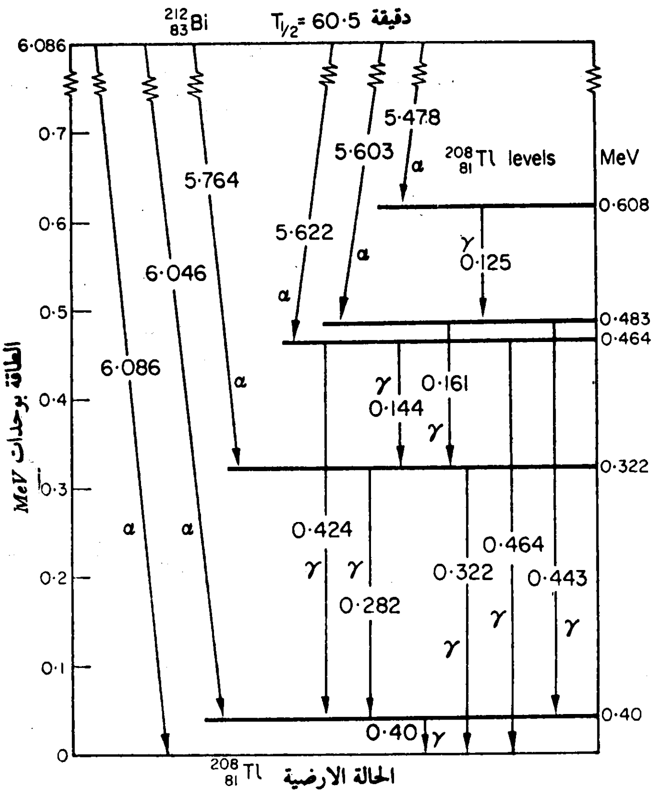
وأشعة كاما هي الاكثر نفاذية من جميع الاشعاعات الطبيعية وتكون سوية مع حزمة الاشعة النيوترونية معظم الخطر الخارجي لجسم الانسان. إنّ خطر الاشعاع على العاملين في المختبر هي عموماً اخطار النيوترونات وأشعة كاما والتي نوقشت كاملة في الملحق D.

15 - 5 النشاط الاشعاعي باعتباره كمية قابلة للقياس

لقد شاهدنا في الفصل 4 كيف ان قانون الانحلال الاشعاعي يمكن ان يكتب بالصيغة $N_t = N_0 e^{-\lambda t}$ حيث N_0 و N_t على التوالي هي عدد الذرات الموجودة في الزمن 0 = t و t = t وان هذه الاعداد لاتعرف على وجه التأكيد أبداً، ولذلك فاننا نختار وحدة قياسية لكمية النشاط الاشعاعي ونقيس قيم N نسبة الى هذه الكمية. فلسنوات عديدة كانت وحدة قياس النشاط الاشعاعي هي الكيوري، وتعرف بانها تلك الكمية من اية مادة مشعة والتي تمتلك معدل انحلال هو 3.7×10^{10} إنحلال بالثانية الواحدة. ان هذا العدد المربك قد أخذ من معدل الانحلال الخاص بالراديوم، أي ان غراماً واحداً من الراديوم ينحل بمعدل 3.7×10^{10} ذرة بالثانية الواحدة. والوحدات الثانوية هي:

1 millicurie (1 mCi) = $3{\cdot}7 \times 10^7$ dis/sec
1 microcurie (1 μCi) = $3{\cdot}7 \times 10^4$ dis/sec.

فالمواد التي يكون عمر النصف فيها قصيراً تحتاج الى كميات صغيرة فقط لتعطي فعالية كيوري واحد. وبالعكس تحتاج المواد التي يكون عمر النصف فيها طويلاً الى كميات كبيرة. فمثلاً $^{238}_{92}U$ والذي يمتلك عمر نصف مقداره ($T_{1/2} = 4.5 \times 10^9$) سنة نحتاج الى حوالي 3 طن من المعدن لتعطي نشاطاً مجموعه كيوري واحد.



الشكل 15 - 6 مستويات الطاقة لكاما في $^{208}_{81}Tl$ بعد انبعاث α من $^{212}_{83}Bi$ حذفت الطاقة المرتدة. جميع الطاقات بوحدات MeV.

وان معادلة الانحلال يمكن ان تكتب ايضاً كما يلي:

$$A_t = A_0 e^{-\lambda t}$$

بدلالة النشاط بوحدات الكيوري A_0 و A_t في الزمن صفر والزمن t على التوالي فلكل نشاط كيوري A نمتلك:

$$\frac{dN}{dt} = A \times 3{\cdot}7 \times 10^{10} \qquad \text{(عددياً)}$$

$$= \lambda N.$$

كي تكون

$$A = \frac{\lambda N}{3{\cdot}7 \times 10^{10}}$$

ولذلك فان $A_t = A_0 e^{-\lambda t}$ حيث تتبع من $N_t = N_0 e^{-\lambda t}$

فاذا كان لدينا مادة مشعة كتلتها (m) غرام مكونة من نويدة كتلتها الذرية الغرامية M، فان عدد النوى الموجودة تعطى بالمعادلة:

(عدد افوكادرو m / M x)

$$N = \text{Avogadro's number} \times \frac{m}{M}$$

$$= 6{\cdot}02 \times 10^{23}\frac{m}{M} \quad \text{(نواة)}$$

حيث يصبح النشاط:

$$A = \frac{\lambda}{3{\cdot}7 \times 10^{10}} \times 6{\cdot}02 \times 10^{23} \times \frac{m}{M}$$

$$= 1{\cdot}63 \times 10^{13}\frac{\lambda m}{M} \quad \text{(كيوري)}$$

وبذلك فان مايكروغرام واحد من ThX $[T_{\frac{1}{2}} = 3{\cdot}64 \text{ days}: \ \lambda = 2{\cdot}20 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}]$

سوف يمتلك نشاطاً مقداره: $1{\cdot}63 \times 10^{13} \times 2{\cdot}2 \times 10^{-6} \times \frac{10^{-6}}{222} = 0{\cdot}154$ (كيوري)

لاحظ ان النويدة في الانحلال الاشعاعي المتسلسل التي تبعث جسيمتين (مثل α^- و β^-) آنياً تمتلك ضعف النشاط المحسوب لجسيمة منفردة.

15 - 6 عمر الارض

ان اهم تطبيق مفيد لقوانين الانحلال الاشعاعي هو تعيين عمر الصخور وبالتالي عمر الارض نفسها. وهناك تطبيق آخر مشابه هو استعمال انحلال $^{14}_{6}C$ لتعيين الاعمار الاكثر حداثة. (وهذا سوف يعامل في الفصل 21).

فاذا اعتبرنا ان معدناً مشعاً موجود في صخرة وقت تكوينها، فسوف يكون لدينا معادلة الانحلال:

$$N_t = N_0 e^{-\lambda t}$$

لتمثل عدد الذرات N_t موجودة بدون تغيير و t ستكون ممثلة للزمن المستغرق منذ تكوين الصخرة حتى الوقت الحاضر اي تمثل عمر الصخرة.

والعدد الاصلي للذرات المتحولة خلال الفترة الزمنية t هو $N_0 - N_t$ وخلال فترات طويلة من الزمن يجب ان تتغير جميع هذه الذرات الى نظير مستقر معين بصورة نهائية. فاذا كان العدد النهائي للذرات المستقرة هو N_s، اذاً:

$$\begin{aligned} N_s &= N_0 - N_t \\ &= N_t e^{+\lambda t} - N_t \\ &= N_t\,(e^{\lambda t} - 1) \end{aligned}$$

حيث N_t يمثل عدد الذرات الاصلية المتبقية بعد فترة زمنية t. وبقياس هذه ومن معرفة ثابت الانحلال يمكن ايجاد t. وهذه المعادلة سوف تستعمل غالباً في المناقشة التالية:

لقد استعملت هذه المعادلة بنجاح في طرق البوتاسيوم ـ آركون و الروبيديوم ـ سترونتيوم لتعيين العمر. كلا هذين النظامين يمتلكان اعمار نصف طويلة بما فيه الكفاية مثال:

$(a)\, ^{40}_{19}K \nearrow {}^{40}_{18}Ar$ ‏11.7%، وذلك بأسر الالكترون المداري $T_{\frac{1}{2}} = 1{\cdot}20 \times 10^{10}$ years

$\searrow {}^{40}_{20}Ca$ ‏بانبعاث β^- ‏$88{\cdot}3\%$, $T_{\frac{1}{2}} = 1{\cdot}48 \times 10^{9}$ years

حيث يكون عمر النصف الصافي: $T_{\frac{1}{2}} = 1{\cdot}31 \times 10^{9}$ years

$(b)\ ^{87}_{37}Rb \longrightarrow {}^{87}_{38}Sr$ بانبعاث β^- ‏$T_{\frac{1}{2}} = 4{\cdot}7 \times 10^{10}$ years.

حيث ان الاخطاء الى حد كبير تحصل نتيجة للصعوبة في قياس λ بدقة متناهية.

أما بطريقة اليورانيوم ـ الرصاص القديمة، فان الصخور الحاوية على هذين العنصرين مثل خام البتشبلند، سوف يحتوي على النويدات $_{82}^{206}Pb$, $_{92}^{238}U$, $_{92}^{235}U$, $_{82}^{204}Pb$ و $_{82}^{207}Pb$. فنظير $_{82}^{208}Pb$ يمكن إهماله لانه يتكون من سلسلة الثوريوم المشعة فقط، وان اختيار الصخور يجب ان يقتصر على تلك التي لايكون الثوريوم موجوداً فيها. ان من بين نظائر الرصاص الثلاثة الموجودة، نظير واحد فقط هو $_{82}^{204}Pb$ غير مولد بالانحلال الاشعاعي حيث انه لايمتلك مكاناً في اي من متسلسلات الانحلال الاشعاعي الاربعة. فاذا افترضنا ان جميع الرصاص الاصلي يمتلك نفس التركيب النظائري، ففي اي وقت حالي، من المحتمل ان تكون النظائر $_{82}^{206}Pb$ و $_{82}^{207}Pb$ مولدة جزئياً بالانحلال الاشعاعي والجزء الباقي اصلي، بينما النظير $_{82}^{204}Pb$ بأسره لايمكن ان يكون مولداً بالانحلال الاشعاعي بل يجب ان يكون رصاصاً في الاصل.

وهكذا فان الصخور التي لاتحتوي على كمية يمكن قياسها من $_{82}^{204}Pb$ يجب ان يكون جميع الرصاص بصيغة النظائر المولدة $_{82}^{206}Pb$ و $_{82}^{207}Pb$.

لنعتبر الان تكوين $_{82}^{206}Pb$ و $_{82}^{207}Pb$ في نموذج رصاص تحتويه صخرة. فلأنحلال $_{92}^{238}U \rightarrow {}_{82}^{206}Pb$

وبتطبيق $N_s = N_t(e^{\lambda t} - 1)$، نمتلك لكميات الوقت الحاضر $_{82}^{206}Pb(N_{206})$ و $^{238}_{92}U\ (N_{238})$ و $N_{206} = N_{238}\ (e^{\lambda_1 t} - 1)$ حيث ان t هو عمر الصخرة منذ تمعدنها و λ_1 هو ثابت الانحلال المناسب.

وبالمثل، يكون للانحلال $^{235}_{92}U \rightarrow {}^{207}_{82}Pb$

$$N_{207} = N_{235}\ (e^{\lambda_2 t} - 1)$$

حيث ان N_{238} و N_{235} هي كميات نظائر اليورانيوم حالياً وان نسبة توافرها $(N_{238} / N_{235}) = 137.8:1$ كما تم قياسها بالمطياف الكتلي.

وهكذا:

$$\frac{N_{206}}{N_{207}} = \frac{N_{238}}{N_{235}}\left[\frac{e^{\lambda_1 t} - 1}{e^{\lambda_2 t} - 1}\right]$$

$$= 137{\cdot}8\left[\frac{e^{\lambda_1 t} - 1}{e^{\lambda_2 t} - 1}\right]$$

حيث

$$T_{\frac{1}{2}}^{238}=4\cdot5\times10^{9}\text{ years}=\frac{0\cdot693}{\lambda_1}\ \lambda_1=4\cdot87\times10^{-18}\ s^{-1}$$

و:

$$\text{and}\ \ T_{\frac{1}{2}}^{235}=7\cdot13\times10^{8}\ \text{ years}=\frac{0\cdot693}{\lambda_2}\ \ \lambda_2=3\cdot08\times10^{-17}\ s^{-1}.$$

فاذا تم تعيين نسبة الرصاص الحالية $\frac{N_{206}}{N_{207}}$ بالمطياف الكتلي، فان t يمكن ايجادها، وهذا، طبعاً، هو عمر الصخرة منذ ان تكونت وبدأ اليورانيوم بالانحلال حتى الاستقرار داخل الصخرة. وهو صحيح فقط في حالة كون جميع الرصاص مولد بالانحلال الاشعاعي اي انه يكون صحيحاً للصخور الحاوية على جيوب من عنصري اليورانيوم ـ الرصاص ولكن لاتحتوي على $_{82}^{204}Pb$ بالتحليل بالمطياف الكتلي.

ولكي يقاس عمر الارض نفسها يصبح ضرورياً قياس خامات الرصاص مثل الغـالينا (كبـريتيد الرصاص الطبيعي) التي لم تعد مشعة. حيث ان الحجة هنا هي في زمن t_0 من السنين الماضية عندما تكون المعدن الخام لاول مرة في القشرة الارضية، اي ان t_0 تساوي عمر الارض، وان التركيب النظائري لجميع الرصاص كان نفسه، وان كمية النظير $_{82}^{204}Pb$ بقيت ثابتة منذ ذلك الحين. وهكذا فان كانت المحتويات الكلية من $_{82}^{206}Pb$ كما تقاس الآن في نموذج رصاص بدلالة $_{82}^{204}Pb$ هي a والتي هي مكونة من جزء اصيل غير مولد بالانحلال الاشعاعي x (غير معروف)، ومن جزء مولد بالانحلال الاشعاعي N_{206} (غير معروف) أو:

$$N_{206}=a-x.$$

وبما ان $_{82}^{204}Pb$ لم يتغير وثابت لجميع الغـالينا اصبـح من الممكن قياس نسب الـرصاص الحـالية $_{82}^{204}Pb$:$_{82}^{206}Pb$ بصورة دقيقة جداً باستعمال المطياف الكتلي، ومن الافضل التعبير عن a بهذه النسبة. وبالمثل، اذا كان الجزء غير المولد بالانحلال الاشعاعي من $_{82}^{207}Pb$ هو y والمقدار الكلي من $_{82}^{207}Pb$ الان هو b، يكون لدينا:

$$N_{207}=b-y$$

حيث ان القياسات، مرة ثانية ،معبر عنهابدلالة $_{82}^{204}Pb$.

ولذلك فان $\frac{a-x}{b-y}=137\cdot8\left[\frac{e^{\lambda_1\tau}-1}{e^{\lambda_2\tau}-1}\right]$ كما مر سابقـاً. حيث ان x و y هي النسب النظائرية الاصلية المجهولة وتكون نفسها لجميع الصخور المتشابهة التي لها نفس العمر حيث ان: $\tau=t_0-t$

τ = (عمر الارض) - (عمر الصخرة منذ تمعدنها كاملة)

= زمن انحلال القشرة الارضية.

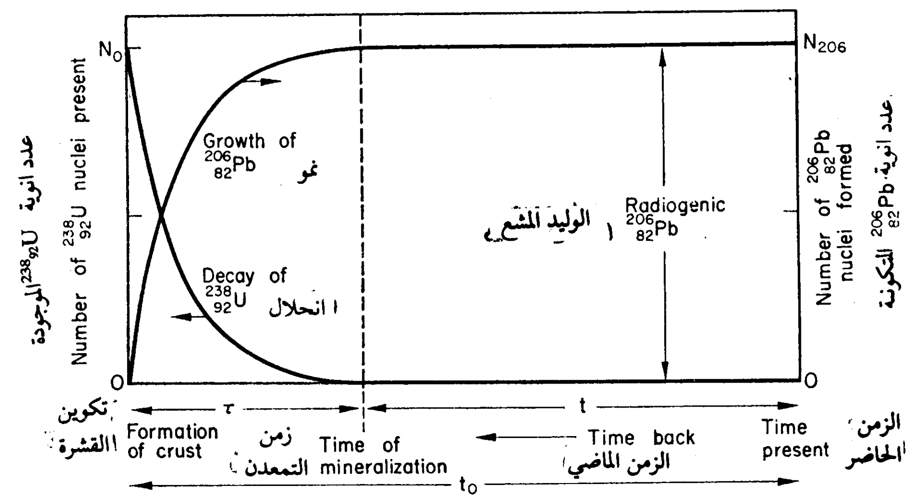
وهذه المعادلة يمكن ان تكتب:

$$\frac{a-x}{b-y}=137\cdot8\left[\frac{e^{\lambda_1 t_0}-e^{\lambda_1 t}}{e^{\lambda_2 t_0}-e^{\lambda_2 t}}\right]e^{(\lambda_2-\lambda_1)t}=R,$$

وفيها المقادير المجهولة: x, y, t_0 and t.

ان هذه المعادلة تفترض ان اليورانيوم المصدر بدأ بالانحلال منذ t_0 من السنين الماضية وقد انفصلت تماماً عن الرصاص المولد بالانحلال الاشعاعي منذ t من السنين الماضية وهي النقطة التي تكون فيها معدن الرصاص في الصخرة. وبما ان نسب الرصاص بقيت ثابتة وان كمية اليورانيوم المتبقية في الصخرة حالياً يمكن اهمالها. وهذا موضح في الشكل 15 - 7 حيث يتبين فيه نمو، على سبيل المثال $^{206}_{82}Pb$ من $^{238}_{92}U$ لمدة τ من السنين بعد ان يكون للمعدن الخام تركيب ثابت.

لكي نقيس t_0 من المعادلة المشتقة تواً فمن الضروري ان نختار زوجاً من غالينا الرصاص من الصخور التي يكون عمرها معروفاً (معين بالطرق الجيولوجية) t، كي تكون t معروفة. ولذلك نفترض ان t هو زمن تعدن الصخرة والزمن الذي توقف فيه المعدن الخام عن كونه مشعاً. وهكذا تبقى لدينا ثلاث كميات مجهولة x, y و t_0 لكل صخرة، عندما تعوض t في المعادلة اعلاه. وبحذف y التي هي نفسها لكلتا الصخرتين، نحصل على معادلة بالصيغة $x = f(t_0)$ فاذا رسمنا الان x لعدة قيم مفترضة من t_0 بين 2×10^9 و 6×10^9 سنة نحصل على منحن بسيط لـ x و t_0. وتعاد هذه الطريقة للصخرة الثانية من الزوج الذي تم اختياره. حيث ان نقطة تقاطع المنحنين تعطي t_0، وهي العمر الحقيقي للارض بدلالة هاتين الصخرتين فقط. وبأعادة هذا لعدة ازواج من الصخور نجد المعدل النهائي لقيمة t_0



الشكل 15 - 7

نمو التوليد بالاشعاع $^{206}_{82}Pb$ من $^{238}_{92}U$.

وبطريقة مغايرة، ولجميع الغالينات وبنفس عمر المعدن t، ومرة ثانية نفترض ان جميع الرصاص الاصلي يمتلك نفس التركيب النظائري كي تكون $x_1 = x_2 = x$ و $y_1 = y_2 = y$، نحصل على:

$$a_1 - x = R\,(b_1 - y)$$
$$a_2 - x = R\,(b_2 - y), \text{ etc.}$$

وبمعاملة x و y كثوابت نتمكن ان نرسم قيم a و b لعدة غالينات بنفس عمر المعدن t فيكون الرسم

خطياً بانحدار مقداره :

$$R = 137\cdot 8\left[\frac{e^{\lambda_1 t_0} - e^{\lambda_1 t}}{e^{\lambda_2 t_0} - e^{\lambda_2 t}}\right] e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t}$$

ليعيطي t_0، اذا كانت t معروفة ومشتركة لجميع الصخور التي تم قياسها. ان هذه الطريقة تعطي القيمة $10^9 \times (4.55 \pm 0.07)$ سنة ليكون العمر الاكثر احتمالاً للأرض، وكما نلاحظ انه على الاغلب مايكون عمر كل من النيازك الحديدية والصخرية وموضحاً ان قشرة الارض وهذه النيازك التي يمكن قياسها، جميعها تمتلك زمناً مشتركاً للتكوين.

ان الطريقة الموصوفة ليست فوق الانتقاد، اذ انها تفترض ان الصخور التي تجهز الرصاص في مناجمه هي اجزاء دائمة في القشرة الارضية بدون تغييرات لاحقة.

ان جميع الرصاص في الارض له نفس التركيب النظائري عندما تكونت الصخور t_0 من السنين مضت، وان تعدن الصخور يتطابق مع الازالة النهائية لليورانيوم المصدر في اي مكان آخر. على كل حال، فللصخور المختارة تبدو هذه الفرضيات معقولة وصحيحة، وعندما تطبق هذه الحسابات على النيازك حيث ان هذه الفرضيات غير مطلوبة، نجد ان معدل عمرها هو نفس عمر الارض، وان جميع الادلة الكونية تشير الى ان بعض النيازك قد تكونت من مادة اساسية (اولية) بنفس الوقت الذي تكونت فيه الارض.

مسائل

(المسائل المؤشرة بنجمة قد تم حلها بصورة كاملة في نهاية الفصل)

15 - 1 من جدول اعمار النصف والطاقات المقابلة لباعثات α من نفس السلسلة بيّن ان علاقة كايكر ـ نوتال يمكن كتابتها بالصيغة :

$$\log T_{\frac{1}{2}} = m_1 \log E + B_1$$

وأوجد قيمة الثوابت m_1 و B_1.

الجواب : $(m_1 = -70,\ B_1 = 52$ in year – MeV units).

15 - 2 افحص الاسلوب الذي تتغير فيه الثوابت m و B في علاقة كايكر ـ نوتال بين متسلسلات النشاط الاشعاعي المختلفة.

* 15 - 3 ان كتلة الالكترون المتحرك m تعطى بالعلاقة النسبية :

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

حيث ان m_0 هي كتلة السكون، v السرعة، c سرعة الضوء، بحيث ان :

$$\left(\frac{e}{m}\right)_{\text{measured}} = \left(\frac{e}{m_0}\right)_{\text{rest}} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

وان الطاقة القصوى لجسيمات (β^-) المنبعثة من ($_{15}^{32}P$) هي (1.71 MeV) . فما هو المجال المغناطيسي العمودي على حزمة جسيمات (β^-) من $_{15}^{32}P$ لتحنيها بحيث تعطي نصف قطر مقداره(100 mm) ؟

الجواب : (0.072 T)

15 - 4 يمكن ان تقاس طاقة جسيمات (β^-) وذلك بقياس امتصاصها في صفائح الالمنيوم . وفيما يلي بعض نتائج $_{15}^{32}P$ بعد تصحيحها للخلفية في مثل هذه التجربة :

الفعالية counts/minute	سمك الصفيحة الماصة mg/mm^2
3	12
3	10
3	9
4	8
7	7
32	6
161	5
596	4
1493	3
3370	2
5411	1
9023	0

بأستعمال المعادلة التجريبية ($E = 0.185\ R + 0.245$) حيث (R) هو المدى بوحدات ($mg - mm^2$) و (E) هي الطاقة القصوى لـ (β^-) بالوحدات (MeV) . اوجد (E) وقارن النتيجة مع المسألة السابقة (3-15)

الجواب : (1.76 MeV) .

15 - 5 أوجد قيمة السمك العشري للالمنيوم لاشعة كاما (γ) بطاقات مختلفة من المعلومات التالية وبالشدة النسبية المؤشرة ازائها .

0·8 *MeV*	1·2 *MeV*	2·7 *MeV*	سمك الالمنيوم *mm*
0·005	0·010	0·060	300
0·025	0·045	0·150	200
0·065	0·095	0·240	150
0·160	0·210	0·385	100
0·400	0·455	0·620	50
1·00	1·00	1·00	0

عقب على النتائج التي تحصل عليها .

الجواب : (240 mm, 145 mm, 125 mm)

15 - 6 استعمل معادلة انحلال النشاط الاشعاعي لتبين ان المعدل الذي تتجمع فيه النواة المولودة يعطى بالمعادلة :

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2$$

وان الكمية الكلية للنواة المولودة المتجمعة في زمن t هي على وجه التقريب :

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1 (1 - e^{-\lambda_2 t}).$$

فما هي قيمة (N_2) عندما يحصل التوازن الزمني؟

15 - 7 ماهو حجم مايكر وكيوري واحد من غاز الرادون في الظروف القياسية؟
اذا كانت الكثافة = 10 كيلو غرام ـ للمتر المكعب الواحد .
الجواب : (10^{-10} m^3 = 0.1 mm^3) .

15 - 8 احسب معدل الانحلال للغرام الواحد لكل عضو في متسلسلة اليورانيوم، والفعاليات الاشعاعية المقابلة لها بالكيوري .

15* - 9 استعمل نسبة التوافر الحالية لنظيري اليورانيوم الرئيسيين وافرض ان نسبة التوافر لايمكن ان يكون اكثر من الواحد، اوجد اكبر عمر للقشرة الارضية .
الجواب : (6×10^9 years) .

15 - 10 اذا كانت نسبة التوافر للنظائر $_{92}^{238}U$ و $_{92}^{234}U$ في اليورانيوم الطبيعي هي $_{92}^{234}U = 0.0058\%$ و $_{92}^{238}U = 99.28\%$ وان عمر النصف للنظير ($_{92}^{238}U$) مثبت جيداً ويساوي (4.498×10^{10} سنة) .
إحسب عمر النصف للنظير ($_{92}^{234}U$) . الجواب : (2.63×10^5 سنة) .

ماهي المعلومات الاضافية المطلوبة لحساب عمر النصف لنظير اليورانيوم المهم الآخر اي ($_{92}^{235}U$) والذي نسبة وفرته (0.71%).

15 - 11 إحسب الفعالية الاشعاعية النوعية بوحدات المايكروكيوري بالغرام الواحد لـ:

(b) $_{11}^{24}$Na. (a) $_{92}^{238}$U

15 - 12 كم هي كتلة الرصاص الناتجة من الكتلة (M) من اليورانيوم الاصلي $_{92}^{238}U$؟

15 - 3 الطاقة الحركية النسبية تعطى بـ:

$$E = m_0c^2\left[\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}-1\right] = E_0\left[\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}-1\right].$$

وهكذا فان: Thus $1{\cdot}71\ \text{MeV} = 1{\cdot}71 \times 1{\cdot}6 \times 10^{-13}$ joules

$= 2{\cdot}74 \times 10^{-13}$ joules for E

$$\therefore \quad \frac{2{\cdot}74 \times 10^{-13}}{9{\cdot}1 \times 10^{-31} \times 9 \times 10^{16}} = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} - 1$$

ومنه:

$$\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = 4{\cdot}34$$

وتعطي:

$$\frac{v^2}{c^2} = 0{\cdot}947$$

أو $v = 2.92 \times 10^8$ m / S وهي سرعة الضوء تقريباً.

والان $Bev = \frac{mv^2}{r}$ حيث تعطي:

$$B = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\cdot\frac{v}{er}$$

$$= \left(\frac{m_0}{e}\right)\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\cdot\frac{v}{r}$$

$$= \frac{1}{1{\cdot}76 \times 10^{11}} \times 4{\cdot}34 \times \frac{2{\cdot}92 \times 10^8}{10^{-1}} \text{ for } r = 100 \text{ mm}$$

$$= \underline{0{\cdot}072\ \text{T}}.$$

15 - 9 هذه المسألة تعود الى رذرفورد (Rutherford)، نسبة التوافر الحالية لنظائر اليورانيوم المعنية ($_{92}^{238}U$) و ($_{92}^{235}U$) هي [1:137.8]. والآن للنظير ($_{92}^{238}U$) لدينا ($N_8 = N_{08}\, e^{-\lambda_8 t}$) حيث ان ($N_8$) و ($N_{08}$) تشير الى الاعداد الحالية والاصلية لذرات النظير ($_{92}^{238}U$) المعنية، (t) تقاس من (t = 0) اي عمر القشرة الارضية، و (λ_8) هو ثابت انحلال الاشعاع للنظير ($_{92}^{238}U$) بحيث ان ($\lambda_8 = 0.693 / T_8$) حيث ان (T_8) هو عمر النصف المقابل.

$$\frac{N_8}{N_{08}} = e^{-\lambda_8 t} = e^{\frac{-0{\cdot}693\,t}{T_8}}.$$

وبالمثل:

$$\frac{N_5}{N_{05}} = e^{-\lambda_5 t} = e^{\frac{-0{\cdot}693\,t}{T_5}}$$

$$\frac{N_8}{N_5}\cdot\frac{N_{05}}{N_{08}} = \exp\left\{0{\cdot}693t\left(\frac{1}{T_5}-\frac{1}{T_8}\right)\right\}$$

حيث ان [$T_5 = 7.13 \times 10^8$ years] و [$T_8 = 4.5 \times 10^9$ years] والآن ($\frac{N_8}{N_5} = 137.8$) ولنفرض ان ($\frac{N_{05}}{N_{08}} = 1$) ، والقيمة العظمى تكون عندما ($t = t_{max}$).

$$\therefore \log_{10} 137\cdot8 = 0\cdot4343 \times \cdot693 \times t_{max} \times (1\cdot18 \times 10^{-9})$$

حيث (t) معطاة بالسنين، فيكون لدينا

$$2\cdot1392 = 0\cdot4343 \times \cdot693 \times t_{max} \times 1\cdot18 \times 10^{-9}$$

حيث نحصل منها على :

$$t_{max} = \underline{6 \times 10^9 \text{ years.}}$$

الفصل 16

تجارب القصف النووي

16 - 1 تشتت جسيمة (α) المنفردة

لقد اعطينا حسابا في الفصل (3) لعمل رذرفورد الاول الذي اجراه حول نظرية التشتت لجسيمة (α) المنفردة وتجارب كايكر ومارسدن على تشتت جسيمة (α) في المعادن. ان التجارب على رقائق الذهب كان لها اهمية كبيرة لانها كونت الاساس لما يعرف بذرة رذرفورد ـ بور. وبما ان معظم جسيمات (α) الساقطة لم تنحرف بصورة ملحوظة من رقيقة الذهب في تجارب رذرفورد، فانه استنتج ان الذرة فارغة تقريباً، وبما ان بعض الجسيمات قد تنافرت بالحقيقة فانه استنتج ايضاً ان كل الشحنة الموجبة للذرة متمركزة في نقطة مركزية واحدة. انظر الشكل 16 - 1. ولقد توضح اخيراً ان الشحنة الموجبة الكلية على النواة كانت (Ze) حيث ان (Z) هو رقم ترتيب العنصر في الجدول الدوري او ببساطة هو العدد الذري. واخيراً فقد اصبح بالامكان وللمرة الاولى، ان يتقرر من نتائج تجارب التشتت الاولى هذه ان حجم النواة هو اقل من حوالي (10 fm). وهو رقم يتفق جيداً مع القياسات النووية التي اجريت بطرق حديثة.

16 - 2 علم الكيمياء ـ القديمة النووي

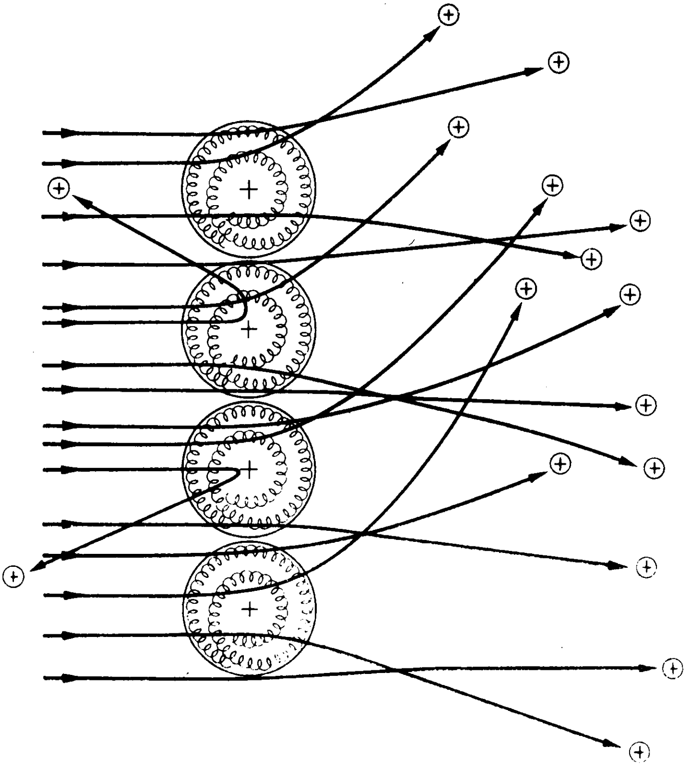
بانتهاء الحرب العالمية الاولى، حول رذرفورد اهتمامه الى تشتت جسيمات (α) من الغازات باستعمال الجهاز المبين في الشكل 16 - 2. ولما كان مدى جسيمات (α) من [($^{214}_{84}Po$ (Rac′)] حوالي (70 mm) في الهواء تحت الضغط الاعتيادي، ولذلك باستعمال الهواء سوف لن يكون هناك وميض (تلألؤ) على الشاشة عندما يكون (AB) اكبر من (70 mm). لقد مكن هذا الجهاز رذرفورد من قياس تأثير قصف نوى ذرات الغاز وجزيئاته بجسيمات (α). فبأستخدام الهيدروجين في الحجرة كانت الومضات بسبب البروتونات الساقطة كما هو متوقع لان تأثير جسيمات (α) عموماً، هو اصطدام محول لنوى ذرات الهيدروجين مباشرة. وان المدى الاقصى لهذه البروتونات في الهواء يكون مكافئاً لحوالي (300 mm) أو حوالي (1.2 m) في الهيدروجين، وان شحنتها الموجبة قد توضحت بالانحراف المغناطيسي. وعندما يضاف الاوكسجين او ثاني اوكسيد الكاربون فان عدد ومضات البروتونات تقل بالتناسب مع زيادة قدرة الامتصاص الكتلية للغاز. اما في الهواء الجاف، على كل حال، فان عدد ومضات البروتونات طويلة المدى على الشاشة تزداد بالحقيقة وان المدى المكافىء في الهواء وجد إنه حوالي (400 mm). ان امكانية التلوث بالهيدروجين المجهز للبروتونات قد ازيلت بالتنظيف بعناية فائقة، ولكن رذرفورد تمكن في نهاية المطاف ان يظهر نفس التأثير الذي يمكن الحصول عليه باستبدال الهواء بغاز النتروجين.

ومن هذا تم استنتاج ان البروتونات السريعة التي تملك مدى اقصى مكافىء الى (400 mm) في الهواء، تكون دائماً ناتجة عن قصف جسيمات (α) للهواء والنتروجين. وان النتروجين الموجود في الهواء مسؤول عن هذه البروتونات. والاستنتاج الاهم في هذه التجارب هو ان غاز النتروجين دائماً ينتج البروتونات

السريعة عندما يقصف بجسيمات (α) ولذلك فقد كتب رذرفورد: «. . . اذا كانت هذه هي الحالة فاننا يجب ان نستنتج ان ذرة النتروجين تتحلل تحت القوى المكثفة الناتجة عن اصطدام قريب مع جسيمة (α) سريعة» ولذلك فقد اقترح ان تأثير جسيمة (α) على نواة النتروجين يؤدي الى تكوين البروتونات السريعة بانحلال النواة.

وهكذا يمكننا كتابة تفاعل رذرفورد النووي بنفس طريقة التفاعل الكيميائي:

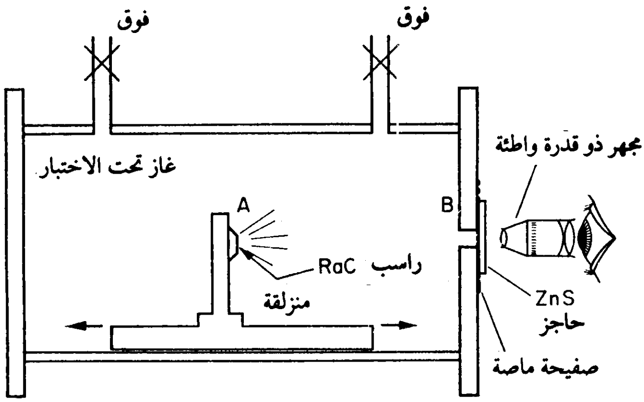
$$^{4}_{2}He + ^{14}_{7}N \longrightarrow ^{17}_{8}O + ^{1}_{1}H$$



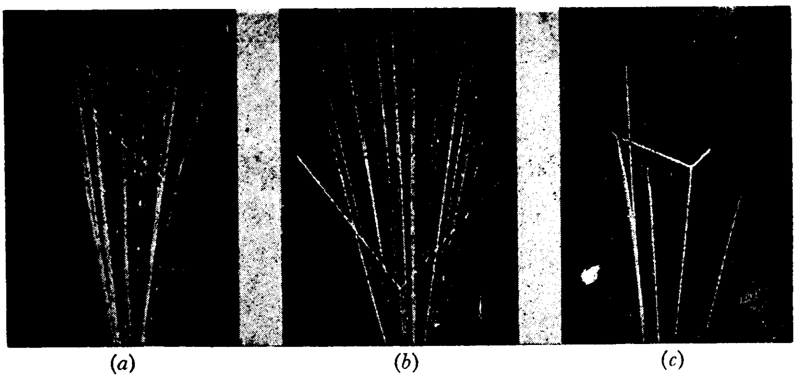
الشكل 16 - 1 مسار جسيمات ـ α خلال ذرة رذرفورد ـ بور مبيناً التشتت نحو الامام والى الخلف.

حيث ان كلاً من Z و A يجب ان تكون متوازنة في طرفي المعادلة.

ويمكن التعبير عن هذه المعادلة ببساطة بالصيغة $_{7}^{14}N\ (\alpha,p)\ _{8}^{17}O$ ويجب ان لايعد هذا التفاعل حادثاً دائماً لجميع ذرات النيتروجين المقصوفة بجسيمات (α). لكنها تحدث فقط عندما يحدث بالصدفة ان تعمل جسيمة (α) اصطدام رأسي تقريباً مع نواة ذرة النتروجين، والتي تحصل مرة في كل مليون جزيئة تقريباً. ان اصطدامات جسيمة (α) الواحدة مبينة بهيئة جميلة جداً وكأنها مسارات تشبه شوكة الطعام المنفردة كما في الصور الفوتوغرافية لحجرة بلاكيت السحابية لمسارات جسيمة (α) في الشكل 16 - 3. ان تكنيك الحجرة السحابية هذا قد تم التعامل معه بصورة كاملة في الفصل 17.



الشكل 16 - 2 جهاز رذرفورد لتشتت جسيمات ـ α في الهيدروجين والنتروجين



الشكل 16 - 3 صور حجرة السحابة لويلسن لاصطدامات جسيمة ـ α مع (أ) ذرة هيدروجين (ب) ذرة هيليوم (جـ) ذرة اوكسجين (مأخوذة من الاشعاعات من المواد المشعة من قبل رذرفورد، جادويك واليز c.u.p 1930).

بهذه الطريقة توصل رذرفورد الى أول تحول اصطناعي من عنصر الى آخر، اي النتروجين الى الاوكسجين، باصطدامات جسيمة (α) مع نوى النتروجين احياناً، حيث وضعت الاساس لعدة تجارب نووية اجريت خلال العقد اللاحق. (شاهد الشكل 17 - 2).

فعندما نكتب معادلة تفاعل نووي علينا ان نتذكر بانه يجب ان نعادل ليس كل من N و Z فقط وانما يجب ان ندخل التغيير بالطاقة الحركية الكلية Q للتفاعل ايضاً، وهكذا·

$${}^{4}_{2}He + {}^{14}_{7}N \rightarrow {}^{17}_{8}O + {}^{1}_{1}H + Q.$$

وطاقة التفاعل النووي Q هذه، يمكن ان تكون موجبة او سالبة. فعندما تكون موجبة يقال ان التفاعل ذو فيض طاقي (مثل الفيض الحراري في الكيمياء)، وعندما تكون سالبة فان التفاعل ماص للطاقة (مثل ماص للحرارة في الكيمياء). في حالة تفاعل رذرفورد ${}^{14}_{7}N\ (\alpha,p)\ {}_{8}^{17}O$ يمكن حساب قيمة

Q من كتل المكونات. وبما ان Q هي صافي الطاقة الحركية لجميع الجسيمات (الساقطة والنهائية)، اذاً يمكننا ان نحسبها من كتل الجسيمات كما يلي:

$$
\begin{array}{lrl}
\text{L.H.S.} & {}^{4}\text{He} = 4{\cdot}0026 \text{ and R.H.S.} & {}^{1}\text{H} = 1{\cdot}0078 \\
& {}^{14}\text{N} = 14{\cdot}0031 & {}^{17}\text{O} = 16{\cdot}9991 \\
\hline
& 18{\cdot}0057 \quad \longrightarrow & 18{\cdot}0069
\end{array}
$$

حيث تعطي بذلك زيادة في الكتلة مقدارها $0.0012\,m_u$

فتكون: $Q = -0{\cdot}0012 \times 931 = -1{\cdot}17$ MeV

ولذلك يكون هذا التفاعل ماص للطاقة.

وهكذا فان $Q = E_H + Eo - E_\alpha = 1{\cdot}17$ MeV، بفرض ان نواة ${}^{14}_{7}N$ هي نواة ساكنة في البداية.

ولكن $E_\alpha = 7.68$ MeV لأنها من ${}^{214}_{84}P_o$ $\therefore$ $E_H + Eo = 6.51$ MeV وهي الطاقة المتوفرة للتفاعل.

حيث يفترض الان انه في هذا التفاعل تم اسر جسيمة (α) من قبل نواة النتروجين فتكونت منها نواة جديدة او مركبة لعنصر الفلور، ${}^{18}_{9}F$، والتي تبعث حالاً بروتون ونواة اوكسجين في اتجاهين متعاكسين.

وباستعمال قانون حفظ الزخم، لدينا من الترميز المألوف، $m_H v_H = m_O v_O$ (بفرض ان نواة الفلور المركبة تكون ساكنة للحظة واحدة).

$$\therefore \quad \frac{v_H}{v_O} = \frac{m_O}{m_H} = \frac{17}{1}$$

وهكذا

$$\therefore \quad \frac{E_H}{E_O} = \frac{\frac{1}{2}m_H v_H^2}{\frac{1}{2}m_O v_O^2} = \left(\frac{m_H}{m_O}\right)\left(\frac{m_O}{m_H}\right)^2 = \frac{1}{17} \times \frac{17^2}{1} = \frac{17}{1}.$$

$$\frac{E_H}{E_O + E_H} = \frac{17}{18} \text{ or } E_H = \frac{17}{18} \times$$ او (الطاقة الكلية)

$$\therefore \quad E_H = \frac{17}{18} \times 6{\cdot}51 \text{ MeV} = 6{\cdot}2 \text{ MeV}.$$

وهذه هي طاقة البروتون المقابلة للمدى المشاهد في الهواء (400 mm) كما وصفناه سابقاً. (انظر المسألة 16 - 7 للمعاملة الاكثر شمولاً).

وقد تحققت هذه القيمة النظرية بقياسات مدى البروتونات المقذوفة. ومن قانون كايكر التجريبي الذي يربط المدى (R) مع السرعة (v)، لدينا $R = av^3$ حيث a هو ثابت. فلجسيمات (α)، يمكن حساب طاقة البروتون E_H كما يلي:

$$E_\alpha = \tfrac{1}{2}m_\alpha v_\alpha^2 \text{ and } E_H = \tfrac{1}{2}m_H v_H^2$$

كي تكون:

$$\frac{E_\alpha}{E_H} = 4\left(\frac{v_\alpha}{v_H}\right)^2 \text{ or } \left(\frac{v_\alpha}{v_H}\right)^3 = \frac{1}{8}\left[\frac{E_\alpha}{E_H}\right]^{3/2}$$

فتعطي : $R_{\rm H}=8R_\alpha\left[\frac{E_{\rm H}}{E_\alpha}\right]^{3/2}$ من قانون كايكر.

ولذلك : $$E_{\rm H}=\left[\frac{1}{8}\cdot\frac{R_{\rm H}}{R_\alpha}\right]^{2/3}\times E_\alpha=\left[\frac{1}{8}\cdot\frac{40}{7}\right]^{2/3}\times 7{\cdot}68=6{\cdot}14\ \text{MeV}$$

يتفق مع القيمة التجريبية المحسوبة اعلاه.

وهكذا فان تفاعل رذرفورد لجسيمة (α) ظهر بأنه تحول حقيقي، وقد تبع ذلك في عام 1920 دراسة عدد اكثر من التفاعلات التي لها نفس الطبيعة. ففي البعض من هذه، مثلاً، التفاعل النووي.

$$^{27}_{13}\text{Al}\ (\alpha,\ \text{p})\ ^{30}_{14}\text{Si}$$

$$^{27}_{13}\text{Al}+{}^{4}_{2}\text{He}\ (\alpha)\rightarrow{}^{30}_{14}\text{Si}+{}^{1}_{1}\text{H}\ (\text{p})+2{\cdot}26\ \text{MeV}$$

حيث ان قيمة Q كانت موجبة. ولذلك فان الطاقة الحركية قد خلقت خلال عملية الانحلال وهذا هو غالباً مايكون في تفاعلات جسيمة (α) مع العناصر الخفيفة. واما للعناصر الثقيلة فان الطاقة المطلوبة لتفاعل جسيمة (α) يكون اكبر من تلك الطاقة المتوفرة من المواد المشعة طبيعياً بسبب حاجز الجهد العالي للنوى الاثقل ولذلك فان البحوث الاولى على تفاعلات (α,p) كانت محدودة للعناصر التي يكون عددها الذري اقل من 20.

16 - 3 تجارب كوكروفت ـ والتن البروتونية

خلال العشرينات كان البحث النووي محدوداً بدراسة مختلف تفاعلات (α,p) لعدة اهداف من العناصر الخفيفة. وقد تمت دراسة نواتج التفاعلات كمياً بدلالة المدى والتوزيع الزاوي بالفضاء.

في حالات كثيرة ثبت ان البروتونات المنبعثة تكون في مجموعتين متجانستين لكل منها مداها المميز، موضحاً ان حالات الطاقة يحتمل ان تكون موجودة داخل النواة. ولذلك لم يحدث تقدم ملحوظ في هذا المجال حتى 2 - 1930 عندما طور كوكروفت ووالتن ماكنتهما لتعجيل البروتونات فجهزا بذلك قذائف من مصادر غير طبيعية. هذه الجسيمات السريعة المنتجة اصطناعياً قد استعملت لقصف العناصر الخفيفة فتم بذلك الحصول على تحولات مدهشة من نوع آخر.

ان الماكنة التي استعملها كوكروفت ووالتن، كانت نسخة معدلة من مضاعفة الجهد الكهربائي بربط R - C (انظر الفصل 18) وهذه هي الماكنة المهمة الاولى للجسيمات المشحونة تستعمل في بحوث الفيزياء النووية. لقد تم تعجيل البروتونات الى حوالي 0.7MeV التي هي ليست عالية كطاقة جسيمة (α) الطبيعية التي استعملها رذرفورد لكنها كافية لان تسبب التحولات بنفاذية البروتون للحاجز الجهدي.

ان اول عنصر تم تحوله بالبروتونات هو الليثيوم وان المسارات الناتجة التي تمت مشاهدتها اخيرا في الحجرة السحابية من قبل دي ووالتن. حيث يوجد مساران لجسيمات (α) بزاوية 180° بينهما وهي تعزى الى التفاعل:

$$^{7}_{3}\text{Li}+{}^{1}_{1}\text{H(p)}\rightarrow{}^{4}_{2}\text{He}(\alpha)+{}^{4}_{2}\text{He}(\alpha).$$

ويمكن كتابة هذا التفاعل بالصيغة $_3^7Li\ (p,\alpha)\ _2^4He$ وبصورة عامة كانت تفاعلات كوكروفت ووالتن من نوع (p,α) حيث تأكد هذا في حالات عديدة، مثلاً، بالتفاعل المشوق الذي بحثه دي، عندما:

$$^{11}_{5}B + ^{1}_{1}H(p) \rightarrow ^{8}_{4}Be + ^{4}_{2}He(\alpha)$$
$$\downarrow$$
$$2\,^{4}_{2}He(\alpha)$$

وهي: $^{11}_{5}B[p,\ \alpha]^{8}_{4}Be,$

مؤكداً بذلك ان النظير $_4^8Be$ غير مستقر. فانبعاث مجاميع مختلفة لطاقة جسيمات (α) توضح امكانية وجود مستويات الطاقة النووية مرة ثانية.

16 - 4 النيوترون.

ان التفاعل الجديد من نوع كوكروفت - والتن تبعه مباشرة اكتشاف النيوترون، وان تشخيصه قد تمت مناقشته بالفصل (3). ومن المفيد هنا ان نتذكر ان النيوترونات قد نتجت عندما قصفت جسيمات (α) البريليوم (Be) او البورون (B) حيث ان جادويك قد اقترح التفاعلات النووية التالية:

$$^{9}_{4}Be + ^{4}_{2}He(\alpha) \rightarrow ^{12}_{6}C + ^{1}_{0}n$$
$$^{11}_{5}B + ^{4}_{2}He(\alpha) \rightarrow ^{14}_{7}N + ^{1}_{0}n.$$

ان البروتونات ذات الطاقة القصوى التي انبعثت من البارافين نتيجة للاصطدام المباشر المحول للذرة احياناً، الذي تنقل فيه النيوترونات (ذات كتلة مساوية لكتلة البروتون) كل طاقتها الى البروتونات. ان طاقة البروتون اذاً هي مقياس لطاقة النيوترون الساقط. انظر المسألة 21 - 2.

لقد تم اعطاء التفصيلات سابقاً بالفصل (3) حول الطريقة التي تم بها تبيان ان النيوترون له نفس كتلة البروتون. وان القيمة المقبولة لكتلة النيوترون اصبحت الان $1{\cdot}008665\ m_u$ كي تكون كتلة البروتون والنيوترون نفسها تقريباً، وفيما عدا الحسابات الدقيقة للطاقة يمكن اعتبارها متماثلة. وسوف نتعامل مع هذا بتفصيل اكثر في الفصل 20.

16 - 5 جسيمات القصف الاخرى

في جميع انواع التفاعلات النووية لدينا:

$$A + B + E_1 = C + D + E_2,$$

حيث ان A، B، C و D تمثل النوى المتفاعلة و E_1 و E_2 تمثل الطاقة الحركية الابتدائية والنهائية على التوالي.

لقد اقترح بور ان اصطدام النواة A والنواة B يؤدي اولاً الى تكوين نواة مركبة AB^*. وهذه النواة

المركبة تتحلل مباشرة الى C + D بعمر يحتمل ان يكون طوله 0.1fs. يجب مقارنة هذا مع الزمن النووي الأساسي 10^{-8} fs = 10^{-23} s والذي يقابل الزمن المستغرق لجسيمة تسير بسرعة الضوء (300 Mm / s) لتعبر قطر نواة (ولنقل 3 fm). ولذلك يكون عمر النواة المركبة طويلاً نسبياً وعندما تتكون نواة مركبة منفردة فلن يكون مؤكداً الى أية جسيمات سوف تتحلل، وهكذا فان القصف بجسيمات (α) يمكن ان ينتج بروتونات او نيوترونات كما رأينا سابقاً. ولذلك فأن التفاعلات:

(α,p)

و (α,n) تكون ممكنة.

وبالمثل، يحتمل ان ينتج القصف البروتوني التفاعلات:

(p,α)

او (p,n)

او حتى تفاعلات (p,γ). وفي بعض الاحيان ينبعث ديوترون كما في التفاعل:

$$^{9}_{4}Be + ^{1}_{1}H(p) \rightarrow ^{10}_{5}B^{*} \rightarrow ^{8}_{4}Be + ^{2}_{1}H(d)$$

حيث ان الديوترون $_1^2H$ هي نواة الهيدروجين الثقيل ويمكن ان تستعمل نفسها كجسيمة قاصفة.

اضافة الى ماجاء اعلاه، يجب علينا ان نضيف لذلك تفاعلات الـديوتـرون في مسحنا المقتضب للتفاعلات النووية الممكنة. وبعض الامثلة على هذه التفاعلات.

(d,α)

(d,p)

(d,n)

(d,2n)

ان قائمة الجسيمات القاصفة الممكنة تصبح الان n, d, p, α، وفوتونات γ في الحالة الاخيرة، نشير الى القصف بأشعة γ بالتفاعلات الفوتونية (التفاعلات الضوئية) فمثلاً التفاعل:

$$^{9}_{4}Be + \gamma \rightarrow ^{8}_{4}Be + ^{1}_{0}n$$

ويمكن اعتباره تفاعل نيوتروني - ضوئي.

ففي التفاعلات الديوترونية مع $^{27}_{13}Al$، تم ملاحظة النواتج التالية:

$$^{27}_{13}Al + ^{2}_{1}H \rightarrow ^{29}_{14}Si^{*} \longrightarrow ^{25}_{12}Mg + ^{4}_{2}He(\alpha)$$
$$^{27}_{13}Al + ^{2}_{1}H \rightarrow ^{29}_{14}Si^{*} \longrightarrow ^{28}_{13}Al + ^{1}_{1}H(p)$$
$$^{27}_{13}Al + ^{2}_{1}H \rightarrow ^{29}_{14}Si^{*} \longrightarrow ^{24}_{11}Na + ^{4}_{2}He + ^{1}_{1}H(p)$$
$$^{27}_{13}Al + ^{2}_{1}H \rightarrow ^{29}_{14}Si^{*} \longrightarrow ^{28}_{14}Si + ^{1}_{0}n$$

وهذا يؤكد حقيقة ان النتائج المحصلة من انحلال النواة المركبة تعتمد الى حد ما على الظروف

الفيزيائية للنواة في لحظة الانحلال المضبوطة . ان كل التفاعلات الممكنة من ناحية الطاقة تحصل بنسب تعين بقوانين الانتقاء .
ومن التفاعلات المثيرة ، هو التفاعل :

$$^{6}_{3}Li + ^{2}_{1}H(d) \rightarrow 2^{4}_{2}He(\alpha)$$

الذي يعطي طاقة انحلال حوالي 22 MeV وهي اعلى طاقة غير انشطارية تم تسجيلها للذرات الخفيفة .

16 - 6 تكوين التريتيوم

من نظائر الهيدروجين المهمة ، التريتيوم $_{1}^{3}H$ والذي يتكون بالقصف الديوتروني :

$$^{2}_{1}H + ^{2}_{1}H \rightarrow ^{4}_{2}He^{*} \rightarrow ^{3}_{1}H + ^{1}_{1}H \text{ where}$$

أو بديل آخر $^{2}_{1}H + ^{2}_{1}H \rightarrow ^{4}_{2}He^{*} \rightarrow ^{3}_{2}He + ^{1}_{0}n$

والتريتيوم باعث لجسيمات β^{-} وفقاً للمعادلة النووية :

$$^{3}_{1}H \rightarrow ^{3}_{2}He + ^{0}_{-1}e(\beta^{-}) + \bar{\nu}$$

بعمر نصف مقداره (12.5) سنة .
ان طاقة (β^{-}) واطئة جداً ، 0.018 MeV ، وهكذا فان استعمال $_{1}^{3}H$ في تجارب العد للنشاط الاشعاعي تتطلب اجهزة حساسة جداً ، ولهذا السبب لم يكتشف التريتيوم كناتج تفاعل نووي حتى سنة 1939 .

مسائل

(المسائل المؤشرة بنجمة قد تم حلها بصورة كاملة في نهاية الفصل)

*16 - 1 اذا اعطيت الكتل التالية للنظائر :

$$^{7}_{3}Li = 7{\cdot}016004,\ ^{6}_{3}Li = 6{\cdot}015125 \text{ and } ^{1}_{0}n = 1{\cdot}008665$$

احسب طاقة الترابط لنيوترون في نواة $_{3}^{7}Li$. عبر عن النتيجة بوحدات MeV, m_u و Joules .

الجواب : $(0{\cdot}007786\ m_u,\ 7{\cdot}3\ MeV,\ 1{\cdot}18 \times 10^{-12}$ joules)

16 - 2 إحسب طاقة الترابط بوحدات MeV للبريليوم الذي كتلته 8.005309

اذا كان $_0^1n = 1.008665$ و $_1^1H = 1.007825$. الجواب : (56.5 MeV)

3 - 16 من التفاعل :

$$^{14}_{7}N + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{15}_{7}N^* \rightarrow ^{14}_{6}C + ^{1}_{1}H + 0{\cdot}55\ MeV$$

إحسب الكتلة $_6^{14}C$ اذا كان : $^{14}_{7}N = 14{\cdot}003074,\ ^{1}_{0}n = 1{\cdot}008665$ and $^{1}_{1}H = 1{\cdot}007825$

الجواب : (14.003323)

4 - 16 عندما يقصف الليثيوم بالبروتونات يمكن ان تحصل التفاعلات التالية :

$$^{7}_{3}Li + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{8}_{4}Be^* \rightarrow ^{8}_{4}Be + \gamma + 14{\cdot}4 \text{ or } 17{\cdot}3\ MeV$$

أو :

$$^{7}_{3}Li + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{8}_{4}Be^* \rightarrow ^{4}_{2}He + ^{4}_{2}He + 2{\cdot}9\ MeV$$

من هذه المعلومات كون شكل بياني للنويدة $_4^8Be$.

5 - 16 عندما تقصف النواة $_{13}^{27}Al$ بجسيمات (α)، والبروتونات، والديوترونات أو النيوترونات يمكن ان يحصل حوالي اثني عشر تفاعلاً نووياً مختلفاً. اكتب بعض هذه التفاعلات وأوجد أياً منها ذا فيض طاقي وأياً منها ذا امتصاص طاقي.

6 - 16* في التفاعلات الديوترونية التالية ذكرت طاقة التفاعل لكل منها :

$^{14}_{7}N\ (d, p)\ ^{15}_{7}N$	$Q = 8{\cdot}61\ MeV$
$^{15}_{7}N\ (d, \alpha)\ ^{13}_{6}C$	$Q = 7{\cdot}68\ MeV$
$^{13}_{6}C\ (d, \alpha)\ ^{11}_{5}B$	$Q = 5{\cdot}16\ MeV$
$^{11}_{5}B\ (\alpha, n)\ ^{14}_{7}N$	$Q = ?$

فاذا كان

If $^{4}_{2}He = 4{\cdot}002603,\ ^{2}_{1}H = 2{\cdot}014102,\ ^{1}_{1}H = 1{\cdot}007825$ and $^{1}_{0}n = 1{\cdot}008665$,

فما هي قيمة Q في التفاعل الرابع؟ الجواب : (0.15 MeV)

7 - 16 جزيئة خفيفة (a) تصطدم مع جزيئة ثقيلة (A) التي هي في حالة سكون فتنبعث جزيئة خفيفة (b) سوية مع جزيئة ثقيلة (B). باستعمال الترميز الاعتيادي بيّن ان قيمة Q لهذا التفاعل تعطى بالمعادلة :

$$Q = E_a\left[\frac{m_a}{M_B} - 1\right] + E_b\left[\frac{m_b}{M_B} + 1\right] - \frac{2}{M_B}(E_a\ E_b\ m_a\ m_b)^{\frac{1}{2}}$$

عندما تنبعث (b) بنفس اتجاه مسار (a) طبق هذا على تفاعل رذرفـورد، ${}_{7}^{14}N\ (\alpha,p)\ {}_{8}^{17}O$ وقارن نتيجتك مع القيمة المعروفة لـ Q.

16 - 8 قيمة Q لتفاعل جادويك الاصلي ${}_{6}^{12}C\ (\alpha,n)\ {}_{4}^{9}Be$ كانت 5.7 MeV فاذا كانت طاقة جسيمة (α) الساقطة هي 5.3 MeV بين ان الطاقات لتلك النيوترونات التي تشاهد عمودية على اتجاه جسيمة (α) كان حوالي 8.5 MeV.

16 - 9 ماهي قيمة Q للتفاعلات ${}_{4}^{7}Be\ (p,n)\ {}_{3}^{7}Li$ و ${}_{2}^{4}He\ (p,\alpha)\ {}_{3}^{7}Li$؟ علق على الفرق بينهما.

حلول لمسائل

16 - 1 ان طاقة الترابط للنيوترون بوحدات m_u هي :

$$M({}_{3}^{6}Li + {}_{0}^{1}n) - M({}_{3}^{7}Li)$$
$$= 6\cdot015125 + 1\cdot008665 - 7\cdot016004$$
$$= 0\cdot007786\ m_u.$$

وبوحدات MeV تصبح :

$$0\cdot007786 \times 931\ MeV = 7\cdot35\ MeV.$$

وبوحدات الجول نحصل على :

$$7\cdot35 \times 1\cdot6 \times 10^{-13} = \underline{1\cdot18 \times 10^{-12}\ \text{joules.}}$$

16 - 6 بمعادلة المعادلات الاربع جبرياً نحصل على :

$$3d \rightarrow p + \alpha + n = 21\cdot45 + Q\ \text{MeV and}$$

وباستعمال الكتل المعطاة نحصل على :

$$3 \times 2\cdot014102 = 6\cdot042306\ m_u$$
$$p + \alpha + n = 1\cdot007825 + 4\cdot002603 + 1\cdot008665$$
$$= 6\cdot019093\ m_u.$$

وهكذا

$$\Delta M = 0\cdot023213\ m_u$$
$$= 21\cdot60\ MeV$$

لنحصل على :

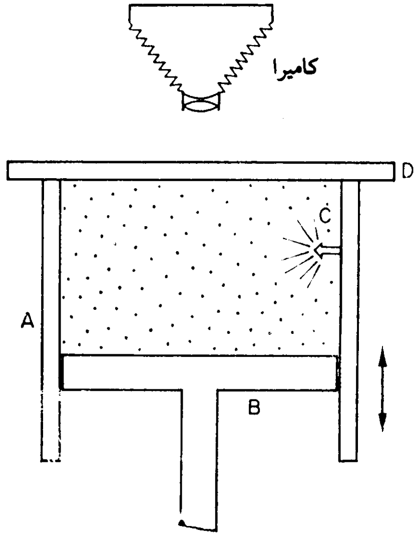
$$\underline{Q = 0\cdot15\ MeV.}$$

الفصل 17

القياس والكشف للجسيمات المشحونة

17 - 1 حجرة ولسن السحابية

لقد اقترحت حجرة ولسن السحابية قبل اكثر من خمسين سنة خلت وهي لاتزال واحدة من اكثر الطرق المهمة لدراسة الجسيمات المشحونة في بحوث الفيزياء الحديثة.



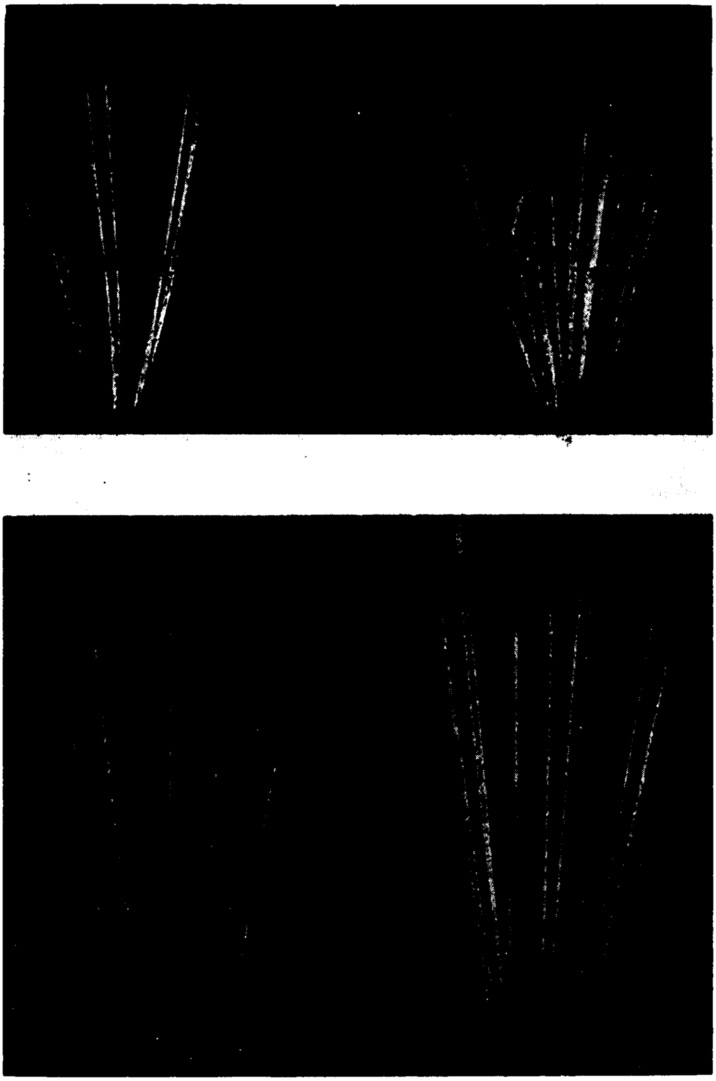
A = اسطوانة　　B = مكبس
C = مصدر　　D = غطاء زجاجي

الشكل 17 - 1 يبين مبدأ حجرة السحابة لويلسن

كما مبينة بالرسم التوضيحي في الشكل (17 - 1) فان الجهاز يتألف من اسطوانة (A)، تحتوي على الهواء او النتروجين المشبع ببخار الماء، فوق مكبس (B) الذي يمكن تحريكه بسرعة فائقة. فاذا يندفع المكبس الى الخارج فجأة فان الغاز يتمدد ويبرد بسرعة، وبذلك يصبح بخار الماء فوق الاشباع ويتكاثف حول أية جزيئة موجودة. ان الجسيمات المشحونة تكون على الاخص مفيدة، حيث ان الأيونات تجمع بخار الماء لتكون قطيرات منفردة يمكن ان تشاهد وتلتقط لها صورة. ويتم التصوير عادة خلال صفيحة الطرف (D) بواسطة الاضاءة الجانبية.

فعندما توضع قطعة صغيرة من مادة مشعة، مثلاً، ملح الثوريوم C، داخل الحجرة السحابية، فان مسارات جسيمات (α) يمكن ان تكون مرئية وذلك بالتمدد الفجائي للغاز كما موضح في الصورة الفوتوغرافية في الشكل 15 - 2.

وعندما تمر جسيمات (α) خلال بخار الماء فانها تترك اثراً من الأيونات (N_2^+ و O_2^+، الخ) وهذه الايونات تجهز مراكز لتكاثف القطيرات. وهذه كبيرة وتكفي لتظهر مسارات (α). بالاحرى مثل اثر البخار الذي يتبع طيارة تحلق عالياً ـ الذي يمكن قياسه لتحديد المدى، وانحنائه بفعل المجال المغناطيسي لتعيين الطاقة وكذلك معرفة شحنة الجسيمة وزخمها. ان عمليات الاصطدام تظهر كأنها مسارات شوكية كما في الشكل (16 - 3). ان الكثير من الاعمال النوعية المبكرة على جسيمات (α) اجريت بواسطة حجرة ولسن السحابية على ايدي مجموعة بحوث رذرفورد الاولى.



الشكل 17 - 2 زوج من الصور لحجرة السحابة تبينان خروج البروتونات من ذرات النتروجين عندما تقذف بجسيمات ـ α
(مأخوذة من الاشعاعات من المواد المشعة من قبل رذرفورد، جادويك والز، c.u.p 1930)

ان إيصال مفتاح الاضاءة والتصوير يحدثان بعد التمدد مباشرة، قبل ان تختفي القطيرات المكونة للمسارات. وفي الفيزياء الحديثة تصور الحادثة مجسمة لانه لايوجد ضمان ان تكون المسارات موازية لمستوى الحجرة. الشكل 17 - 2 يظهر زوجاً من الصور المجسمة للحجرة السحابية توضح انبعاث البروتونات من النتروجين بواسطة القصف بجسيمات (α).

في محاولة لاستعمال الغازات تحت ضغوط عالية، فقد صممت حجرة الانتشار السحابية التي يمكن الحصول فيها على طبقة مستقرة من غاز فوق الاشباع (هيدروجين عادة) بالسماح للبخار ينتشر الى الاسفل من سطح دافىء الى سطح بارد، ولذلك تكون حجرة الانتشار افقية ولاتكون طبقة الغاز الحساسة فيها سميكة جداً.

لقد حلت الحجرة الفقاعية محل هذه الطرق الى حد كبير، التي تستعمل الفقاعات المتكونة من سوائل ملائمة مسخنة فوق العادة. ان احدى مساوىء حجرة ولسن هو ان مدى المسار محدود لبضعة سنتمترات وذلك بسبب حجم الحجرة السحابية، وللجسيمات ذات المدى الطويل جداً تكون الغرف الكبيرة غير عملية لاسباب فنية.

ان المسارات الطويلة العائدة للجسيمات عالية الطاقة التي تمر بسهولة خلال الهواء الذي يمتلك امتصاص منخفض، ولكن اذا كان بالامكان عمل التمدد في وسط عالي الكثافة فانه يمكن الحصول على معلومات اكبر بكثير. وقد انجز هذا في حجرة الفقاعات التي تستعمل سوائل شدها السطحي منخفض حيث يسلط الضغط ويسخن السائل الى درجة حرارية اقل من درجة الغليان بقليل تحت ذلك الضغط المعين. وعند الاشارة المطلوبة يقلل الضغط فجأة فيغلي السائل بذلك. وهذا الغليان يحدث ابتداءاً على طول مسارات الايونات، فاذا صورت الحجرة في اللحظة الصحيحة فان مسارات الفقاعات تشاهد كما في حجرة ولسن. ويستعمل الهيدروجين السائل في درجة 27° K غالباً، فيحصل على معلومات اكثر فائدة بفضل الكثافة الزائدة للوسط الذي يجعل الاصطدام اكثر احتمالاً. الشكل 17 - 3 يوضح بعض التفاصيل الموجودة على الصور الفوتوغرافية لحجرة الفقاعات.

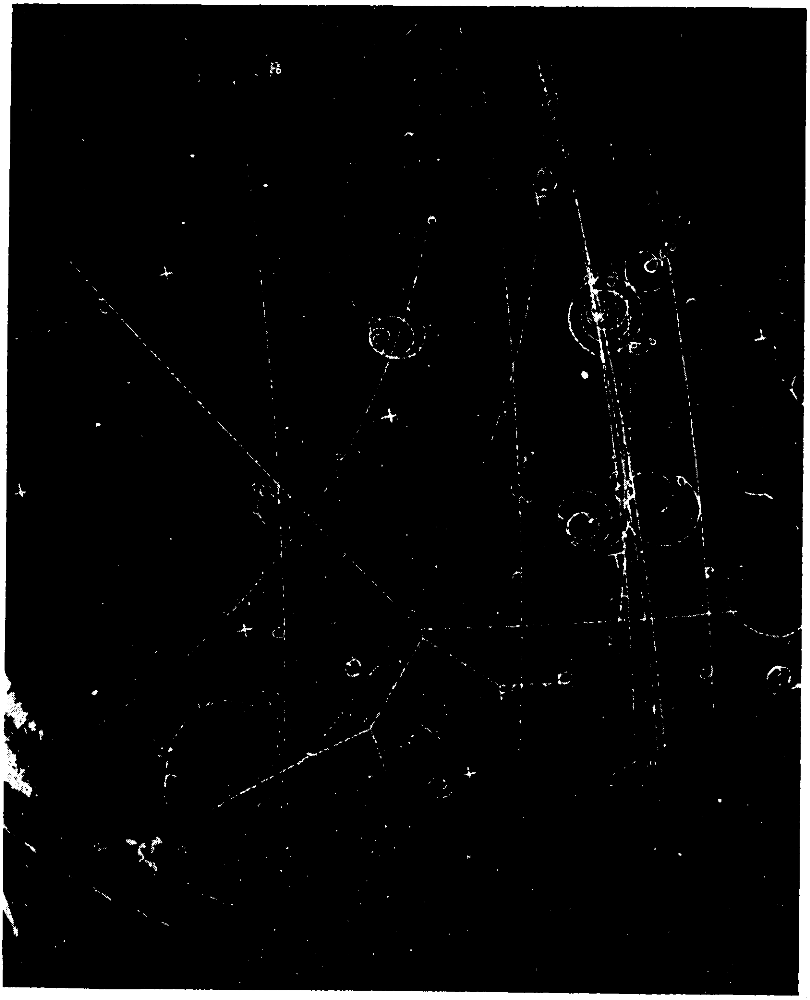
17 - 2 غرف التأين

ان معظم الكشف الاشعاعي المبكر، وخصوصاً قياسات الاشعة السينية، قد تمت بطريقة حجرة التأين. تستعمل اساساً صفيحتين كأقطاب بينهما مجال كهربائي ويملأ الفراغ بينهما غازاً او بخاراً لينتج الايونات المطلوبة كما في الشكل (17 - 4). ان فرق الجهد يحتمل ان يكون من رتبة (100) فولت ومعدل انحداره حوالي (1 kV / m) فاذا تمر جسيمة مؤينة خلال الغاز فانها تترك اثراً من الايونات وتنتج الكترونات طليقة. وتنحرف هذه الالكترونات بعد ذلك نحو الانود (المصعد) و الايونات الموجبة تنحرف ببطء شديد نحو الكاثود (المهبط) وبذلك يكون التأثير الصافي نبضة تيار يمكن ان تضخم اذا كان ذلك ضرورياً او تعرض الكترونياً كي تكون النبضة الناتجة متناسبة مع شدة التأين التي بدورها ترتبط بشدة او فعالية المصدر.

ان حجم النبضة الناتجة لذلك، يتناسب مع التأين الاصلي الناتج من الاشعاع او شدة حزمة الاشعة السينية.

ان حجم النبضة المستحصلة يكون عادة بضعة اعشار من المليفولت فيقابل بذلك تيارات مباشرة تتراوح من 100 pA الى 10 fA أو حتى اقل من ذلك. ولكي نحصل على تسجيل كامل لهذه التأثيرات الصغيرة يكون ضرورياً ان نستعمل تضخيماً الكترونياً. فالمضخمات ذات الربح الخطي من رتبة 10^4 او اكثر تكون مطلوبة لكنها صعبة التصميم نوعاً ما. وهناك صعوبة اخرى تنشأ من التيارات المتسربة إذ

يجب ان تصمم حجرة التأين بربط طوق حماية الى الارض، كما في الشكل (17 - 4). ونظراً لما تقدم من اسباب، فان غرفة التأين لاتستعمل ابداً اذا امكن الحصول على نتائج يعتمد عليها باستعمال العداد التناسبي الموصوف في الجزء القادم.



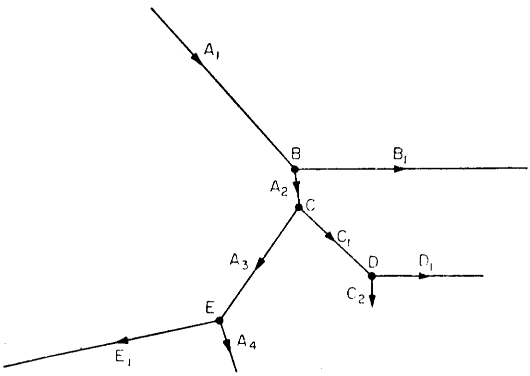
الشكل 17 - 3 (a)

صورة لاصطدامات بروتون - بروتون في حجرة الفقاعة لسائل الهيدروجين في مختبر لورنس للاشعاع. (بسماح من مختبر لورنس للاشعاع، جامعة كاليفورنيا)

اما الغازات المستعملة في غرفة التأين فتكون عادة الهواء او الهيدروجين تحت الضغط الجوي، او تحت ضغوط اعلى للكشف عن اشعة (γ). فاذا كان المطلوب هو الكشف عن النيوترونات الحرارية، فان البورون يدخل بصيغة ثالث فلوريد البورون (BF_3)، وان فروق الجهد المستعملة تكون من رتبة (100) فولت.

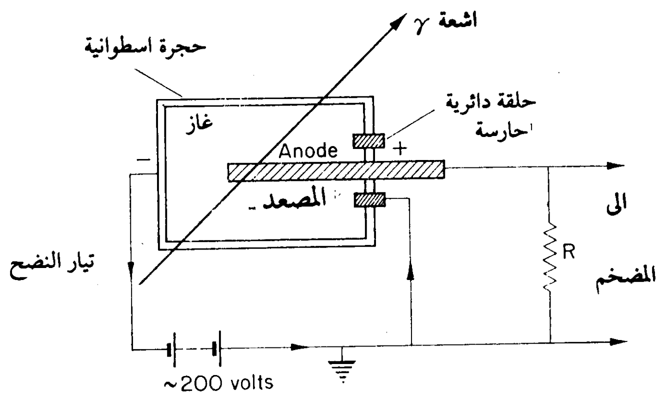
ففي جميع هذه الحالات تسجل كل حادثة تأين بصورة منفردة، اي ان جميع الايونات والالكترونات

الناتجة هكذا تنتقل الى الكاثود والانود على التوالي بدون تأين آخر يحدث على الطريق بسبب الاصطدامات مع جزيئات الغاز، والثوابت الزمنية تكون مرتبة بحيث تكون النتيجة تيار صغير مستمر يرتبط خطياً مع درجة التأين في الحجرة وهكذا مع فعالية المصدر، وتكون ايضاً، غير معتمدة على الجهد الكهربائي المسلط فوق مديات صغيرة عندما تصل الى التيار المشبع. ولكي نحافظ على هذه العلاقة يجب ان تعطي جميع الاجهزة الالكترونية التابعة استجابة خطية على كل مدى القياسات التي سوف نقيسها. ان التيارات صغيرة جداً لعد جزيئة منفردة، ولذلك فان حجرة التأين غالباً ماتستبدل بالعداد التناسبي الذي تكون فيه الخاصية الخطية لاتزال محفوظة ولكن بتيار اكبر.



الشكل 17 - 3 (b)

اصطدامات البروتون في الشكل 17 - 3 (a) تخطيطاً. يدخل البروتون A الحجرة من الزاوية اليسرى العليا للصورة ويصطدم بالبروتون الساكن B الذي يرتد على المسار B_1. تتكرر هذه العملية عند النقاط D,C و E.

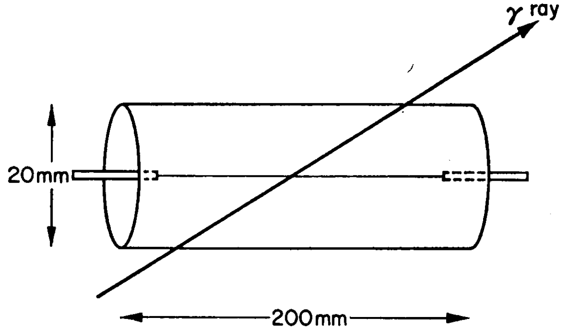


الشكل 17 - 4

حجرة التأين مع الحلقة الحارسة. لاحظ بان تيار النضح لايمر خلال المقاومة R.

17 - 3 العداد التناسبي:

يتألف العداد التناسبي المستعمل الآن من انبوب اسطواني مملوء غازاً مع سلك انودي مركزي رفيع جداً. كما موضح في الشكل 17 - 5. في حالة حجرة التأين البسيطة يكون ارتفاع النبضة المتولدة من حادثة يتناسب مع شدة الحزمة ولكن بسبب الجهد الكهربائي المسلط، المنخفض نسبياً يكون التيار الناتج صغير جداً دائماً حيث يتطلب استعمال مضخمات الكترونية معقدة لقياسها بدقة. فاذا ازداد فرق الجهد المسلط في محاولة لانتاج ايونات بالمليمتر الواحد اكثر، يلاحظ ان حجم النبضة لم يعد غير معتمد على الفولتية خلال مدى صغير، كما هي الحالة في حجرة التأين. ان مدى الفولتية يسمى منطقة العداد التناسبي، وتختلف عن منطقة حجرة التأين بمزية الاصطدامات المتضاعفة التي تحدث بين الالكترونات وجزيئات الغاز. وبما ان السلك الوسطي يكون رفيعاً جداً (راجع الشكل 17 - 5) فان فرق الجهد يكون كبير نوعا ما، حيث تكون شدة المجال الكهربائي $E = (dv / dr)$ عالية جداً، جاعلة بذلك سرعة الالكترون عالية جداً اعتماداً على ذلك. ولو ان حجم النبضة يزداد بازدياد الجهد الكهربائي المسلط في منطقة العداد التناسبي فهي لاتزال تتناسب مع العدد الابتدائي للازواج الايونية المنتجة في الغاز تحت جهد كهربائي ثابت.



قطر السلك المركزي حوالي 10 µm

الشكل 17 - 5 مخطط للعداد التناسبي

في الشكل 17 - 5، حيث يكون نصف قطر السلك (a) ونصف قطر العداد (b) فان المجال الكهربائي نصف القطري E في أية نقطة مسافة (a) من المركز سوف يكون $E = k / a$ حيث ان k هي ثابتة، والتعبير لفرق الجهد الكهربائي عبر الانبوب يعطى بالمعادلة:

$$V = 2.3\,k\,\mathrm{Log}_{10}\,(b/a)$$

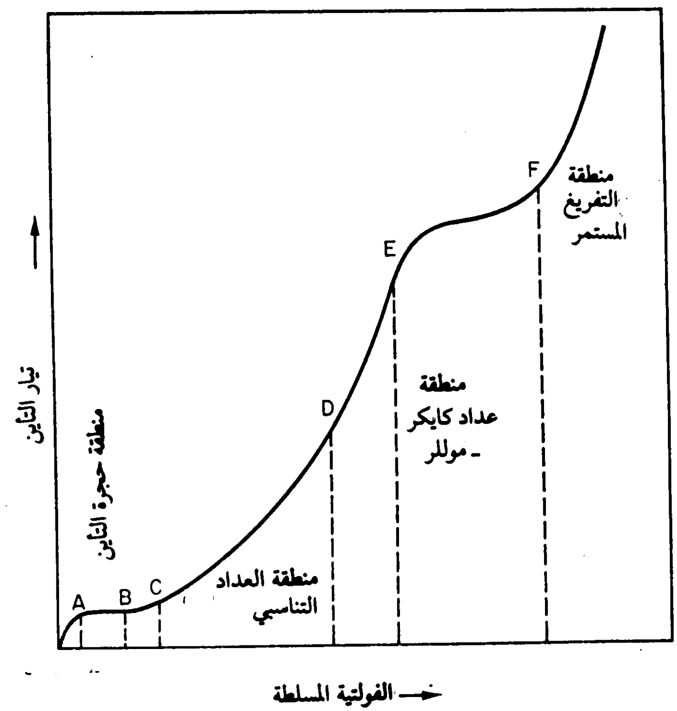
فاذا كانت $V = 1$ kV, b = 0.0 lm لدينا: $1000 = 2.3\,k\,\log_{10}\,(0.01 / a)$ فنحصل بذلك على (k) بدلالة (a). ولذلك نستطيع ان نجد E، معدل انحدار فرق الجهد الكهربائي، من $E = k / a$ لقيم مختلفة من (a)، نصف القطر الداخلي للسلك وهذا موضح في الجدول 17 - 1 التي فيها تكون زيادة المجال ظاهرة للسلك الارفع. ومن هنا فالطاقة (Ve) تمنح لكل الكترون في هذا المجال القوي تكون كافية لان تسبب تأيناً اضافياً بالاصطدام. وحالما تنتج ايونات اكثر بالاصطدامات المتضاعفة فان تضخيم غازي يبلغ حوالي 10^3 يمكن حصوله. وهكذا في منطقة التناسب عندما لايزال ارتفاع النبضة

يرتبط بشدة الاشعاع المستلم فان النبضات المعنية تكون الان اكبر بكثير من رتبة عدة ملليفولتات فالعداد اذاً يمكن ان يشغل مع مضخم يمتلك كسباً اقل من ذلك المطلوب لحجرة التأين. ان خصائص الجهد الكهربائي ـ النبضة، الكاملة لهذا النوع من الانابيب موضحة في الشكل 17 - 6. وان المناطق الرئيسية للقياس هي :

(i) منطقة حجرة التأين AB

(ii) منطقة العداد التناسبي CD

(iii) منطقة عداد كايكر ـ مولر EF (لاحظ الجزء القادم)



الشكل 17 - 6

بياني الفولتية ـ التيار (نبضي) مبيناً مناطق العد الرئيسية

بعد النقطة F يصبح الانبوب، انبوب تفريغ بسيط الذي ينتج فيه التيار حتى بعد ان تتوقف حادثة التأين. وسوف يعطي الانبوب قياس شدة التأين فقط اذا استعمل في المنطقة AB أو CD، مثلما في حالة حجرة التأين، يعطي العداد التناسبي نبضات منفردة يتناسب ارتفاعها مع القدرة التأينية للاشعاع.

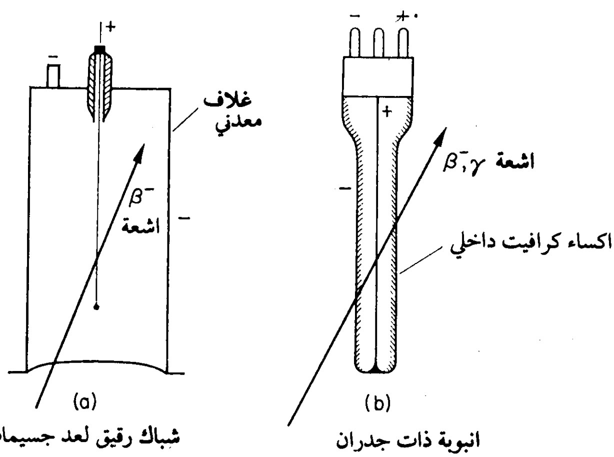
ويستعمل غاز الاركون او الميثان عادة في العدادات التناسبية تحت ضغط حوالي (1) جو او اكثر بقليل.

17 - 4 عداد كايكر ـ موالر

بعض نماذج انابيب كايكر ـ مولر موضحة في الشكل 17 - 7 التي يشاهد فيها التركيب العام مماثلا لذلك في العداد التناسبي فعندما يزداد فرق الجهد عبر الانبوب يزداد معامل التضخيم الغازي ايضا.

وتصبح النبضة اكبر بكثير والتباين مع جرّاف الايونات الناتجة من اصطدامات الالكترون التي بدأت من كل الكترون في العداد التناسبي ، ففي عداد كايكر ـ مولر ينتج عن كل الكترون اصلي او ثانوي شلال صغير من الايونات وكذلك توجد ايونات اكثر بالاف المرات مما عليه في العداد التناسبي .

والتأين يحدث على الطول الكلي للسلك في انبوب كايكر ـ مولر بينما في العداد التناسبي يكون موضعيا في نقطة منفردة باتجاه الجسيمات المؤ ينة . وعندما يتأين الغاز فان الالكترونات الناتجة في الشلال الصغير تنجذب بسرعة الى السلك الوسطي الموجب وتحسب كنبضة سالبة واحدة . كل هذه العملية تستغرق اقل من مايكرو ثانية (10^{-6} ثانية) . ولما كانت الالكترونات خفيفة جدا مقارنة بالايونات الموجبة فان الالكترونات تمتلك تنقلية اعظم ، وبعد ان تحتسب النبضة فان السلك لايزال مغطى بالايونات الموجبة التي تستغرق عدة مئات من المايكروثانية لتتحرك مبتعدة الى الكاثود الخارجي . خلال هذا الوقت يكون المجال حول السلك واطىء جداً ليعطي طاقة كافية لالكترونات اضافية ولذلك يبقى الانبـوب غير حساس حتى تتحرك الايونات الموجبة بعيداً فتسمح للنبضة ان تتكون في الدائرة الخارجية . وهذه هي فترة الوقت الميت في انبوب كايكر ـ مولر وكل حادثة تأين تحصل خلال هذا الوقت لاتسجل . وهكذا فان عداد كايكر ـ مولر لايستطيع تحليل الحوادث المتتالية بأقرب من 10^4 بالثانية الواحدة .



شباك رقيق لعد جسيمات β^-

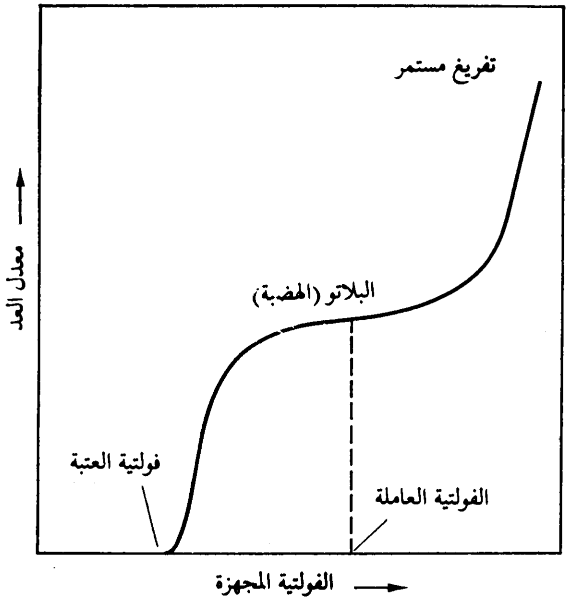
انبوبة ذات جدران
زجاجية لنماذج السائل

الشكل 17 - 7

انابيب كايكر ـ مولر النموذجية

ان خصائص الجهد الكهربائي لانبوب كايكر ـ مولر موضحة بالشكل 17 - 8. يجب ان نتذكر ان النبضة المميزة لانبوب كايكر لاتكون معتمدة على حجم اوشدة حادثة التأين كجراف مضاعف يمكن ان ينتج بحادثة واحدة او بعدة حوادث وبالالكترونات الاصلية والثانوية ايضا . حيث يـلاحظ من هذا الرسم البياني انه توجد فولتية العتبة التي دونها يتوقف الانبوب عن العمل . وهذا يمكن ان يكون من رتبة بضع مئات من الفولتات . وكلما يزداد فرق الجهد المسلط فان العد يبدأ ويرتفع بسرعة الى الجزء المسطح من المنحني الذي يسمى هضبة . وهذه تكون منطقة انبوب كايكر التي يكون فيها معدل العد لايعتمد على التغيرات الصغيرة بفرق الجهد عبر الانبوب . وبعد الهضبة يكون المجال الكهربائي المسلط عالي جداً بحيث ان تفريغاً مستمراً يحدث في الانبوب كما موضح في الشكل 17 - 6، وبذلك يزداد معدل العد

بصورة سريعة جداً. ولايتطلب الامر الى اية حادثة تأين لكي يحدث هذا، ولذلك يجب ان لايستعمل الانبوب في هذه المنطقة.



الشكل 17 - 8
سلوك انبوبة كايكر ـ موللر

لقد شاهدنا ان الايونات الموجبة بسبب تنقليتها الابطأ من تنقلية الالكترونات تستغرق وقتاً اطول بكثيرلتصل الى الكاثود. وعندما تصل فانها تحرر الكترونات ثانوية من معدن الكاثود التي تسحب عندئذ الى الداخل لتبدأ النسق التفريغي مرة ثانية. وهذا التفريغ العرضي يكون غير مرغوب فيه لان الزمن الكلي للتفريغ من حادثة منفردة يحتمل ان يصبح عدة ملليثانية (10^{-3} ثانية). وللتغلب على هذا فان انابيب كايكر ـ موللر الحديثة تحتوي على بخار او غاز التسقية، الذي يمكن ان يكون بخار عضوي مثل الكحول الاثيلي او هالوجين مثل البروم. وعندما تتحرك الايونات نحو الكاثود فانها تنقل شحناتها الى جزيئات البخار التي تملك جهد تأين اقل من غاز الاركون الموجود للتأين (جدول 17 - 2).

ان جزيئات البخار المتأينة تصل جدار الانبوب وتحرر الالكترونات التي تستعمل بسرعة في تحطيم جزيئات البخار، حيث تتحطم الجزيئات العضوية ببطء وبذلك يكون عمر الانبوب المحدود من رتبة 10^9 نبضة مرافقاً لانابيب كايكر المسقاة بمادة عضوية.

ولأطالة عمر الانبوب يمكن ادخال بخار البروم بدلاً من الكحول وكالسابق تنتقل ايونات البخار الى الكاثود حيث تحطم الالكترونات المتحررة فوراً جزيئات Br_2 الى ذرات Br باصطدام الالكترونات، وبما ان ذرات Br لها ميل شديد بعضها نحو البعض الآخر فانها تتحد حالاً لتكون جزيئات Br_2 مرة ثانية. وهكذا فان عمر الانبوب المسقى بالهالوجين لايكون محدوداً بمقدار العدات المسجلة.

ولذلك فان بخار التسقية يقلل احتمالية وصول الايونات الموجبة الى الكاثود وتنتج نبضات عرضية وهي تمتص طاقة الفوتون من الذرات المتهيجة بالاصطدام وهي مستعدة لامتصاص الطاقة بالتفكك الذاتي (جدول 17 - 2) يوضح بعض غازات الملء الخاصة لعدادات كايكر.

ان منحنيات الزمن ـ النبضة، العامة موضحة في الشكل 17 - 9 التي تكون فيها مدة الوقت المهدور (الميت)، والوقت المشلول ووقت الاسترداد ظاهرة بوضوح.

ان الوقت المهم هو الوقت المشلول t الذي يحتمل ان يكون كبيراً مثلاً كجزء من الالف من الثانية. ولايمكن خلال هذه الفترة ان تفصل بين نبضتين، وعلى كل حال، اذا كانت t معروفة، يكون بالامكان الحصول على معدل العد الحقيقي N من معدل العد الملاحظ Nobs لان العداد يكـون معطلاً لمـدة (Nobs.t) ثانية في كل ثانية. فاذا تصل الجسيمات بالمعدل N بالثانية الواحدة (الحقيقي) فان العداد لايعد منها N (Nobs t). وهكذا:

$$N - N_{obs} = (N_{obs} t)\, N.$$

ولذلك:

$$N(1 - N_{obs} t) = N_{obs}$$

أو:

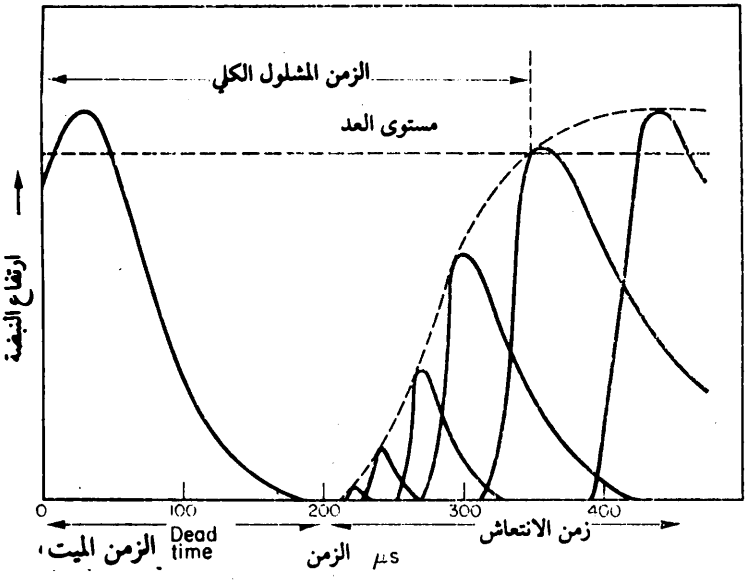
$$\text{or } N = \frac{N_{obs}}{1 - N_{obs} t}.$$

تنطبق هذه المعادلة، لمعدلات العد التي تكون اقل من (1/ 10 t) بالثانية الواحدة ويمكن ان تستعمل على هيئة جدول اذا كانت t معروفة. انه امر اعتيادي ان يوضع في الدائرة جهاز الكتروني يعرف بوحدة مسبار التسقية التي تحقن في آلة العد قيمة معروفة من t (عادة 400 μs ± 5%) كي يمكن الحصول على N مباشرة من أية قيمة لـ (Nobs). ان معدات القياس الحقيقية المستعملة في عرض قراءة العد تعرف بالمعداد. فالمعداد يجوز ان يستعمل مع العداد التناسبي او الوميضي او عداد كايكر.

17 - 5 العدادات الوميضية

ان تعداد بعض المواد المشعة يحدث خلال عدة مايكروثانية (جزء بالمليون من الثانية) ولذلك يكون ضرورياً امتلاك معدات تعداد بزمن تحليل من هذه الرتبة. فانبوب كايكر يمتلك وقتاً ميتاً طويلاً جداً ولذلك فعداد الومضان يستعمل للعد السريع. وباختصار يتكون هذا العداد من بلورة الومضان التي تمتص الاشعاع الساقط فتخرج منها نبضة من اشعاع كهرومغناطيسي ليس من الضروري ان تكون في منطقة الطيف المرئي. هـذه البلورة تكون مستنـدة على سطح جساس للضـوء، لمضاعف ضـوئي (الكتروني) كي تضخم نبضة ضعيفـة جداً بضـع (10^8 - 10^6) مرة قبـل ان تمر الى معـدات التعداد الالكترونية. ان زمن التحليل لمثل هذه البلورة يكون من رتبة 10 ns (ns = نانو ثانية وهي جزء بالالف مليون من الثانية) والبلورات نفسها اما ان تكون انثراسين او ايوديد الصوديوم مع شوائب الثاليوم. وعدادات الومضان مثل العدادات التناسبية، تعطي نبضات اشارة بارتفاع يتناسب مع طاقة الاشعاع. والتناسب الخطي ينشأ في البلورة نفسها. ولكي نحافظ على هذه العلاقة الخطية فانه يتطلب معدات الكترونية وتكون معقدة اكثر بقليل من تلك المستعملة في عداد كايكر ـ موللر.

والعدادات شبه الموصلة الان في حالة تطور مستمر وهي موضع اهتمام الكثير من البحوث. ان منطقة الحاجز في اتصال n - p السليكوني (n هو حاجز الالكترون السـالب و p هو حـاجز الفجـوة الالكترونية الموجب) تكون حساسة على الخصوص للجسيمات المؤينة. فاذا يمكن لهذه الجسيمات ان تخترق منطقة الحاجز ويفرق الجهد الصحيح عبر المتصل فان النظام يتصرف مثل حجرة تأين بالحالة الصلبة. وهذه تكون فكرة بسيـطة جداً يمكن ان تقـود الى اعادة اجـراء الكثير من تجـارب التشتت الكلاسيكية بدون ان يكون لدينا عدادات غازية معقدة. هذه العدادات شبه الموصلة تكـون مفيدة بالكشف عن جميع الاشعاعات شديدة التأين مثل جسيمات (α)، والبروتـونات والايـونات الثقيلة واجزاء الانشطار ولكنها ليست جيدة لاشعة (γ) لان تأينها النوعي صغير جداً.



الشكل 17 - 9
السلوك الزمني لعداد كايكر ـ موللر

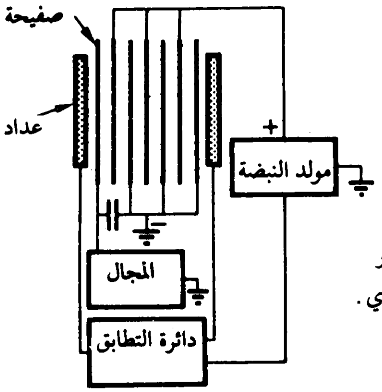
17 - 6 الحجرة الشرارية

اصبح لهذه الحجرة فائدة متزايدة في حقل فيزياء الطاقة العالية. إذ انها تتكون من سلسلة من الصفائح المعدنية المتوازنة الكبيرة، ومساحتها عدة اقدام مربعة ترتكز في حجرة مملوءة بغاز النيون تحت الضغط الجوي. وتكون جميع الصفائح معزولة عن بعضها الاخر بحيث ان وحدات متعاقبة منها تربط بالارضي والوحدات الاخرى تربط سوية الى مولد نبضة تيار مباشر (d.c.) ذو جهد عالي (15 kV~) الذي يعطيها فرق جهد عالي في انفجارات قصيرة من رتبة مايكروثانية لكل منها. وهذا يكون كافياً فقط لان يسبب الشرارات لتحصل بين الصفائح في مناطق كهذه، كما تكون متأينة بواسطة جسيمة تدخل الحجرة. وهذه تعطي اثرا من الشرارات على طول مسار الجسيمة الذي يمكن بعد ذلك تصويره فوتوغرافياً من الجانب. وتكون الفاصلة بين الصفائح عادة بضعة ملليمترات بحيث ان مائة او نحو ذلك من هذه الصفائح يمكن ان تعمل حجماً لعدة اقدام مكعبة.

واحدة من الفوائد الرئيسية للحجرة الشرارية التي تتفوق بها على حجرة الفقاعات هي ان يكون القدح وازالة الايونات بمجال التصفية بسيطاً بالمقارنة مع حجرة الفقاعات ولكن، بالطبع يمكن ان يوجد المنشأ لحادثة بدقة تعادل سمك صفيحة واحدة. والتوقيت الاسرع يكون ممكناً ايضاً.

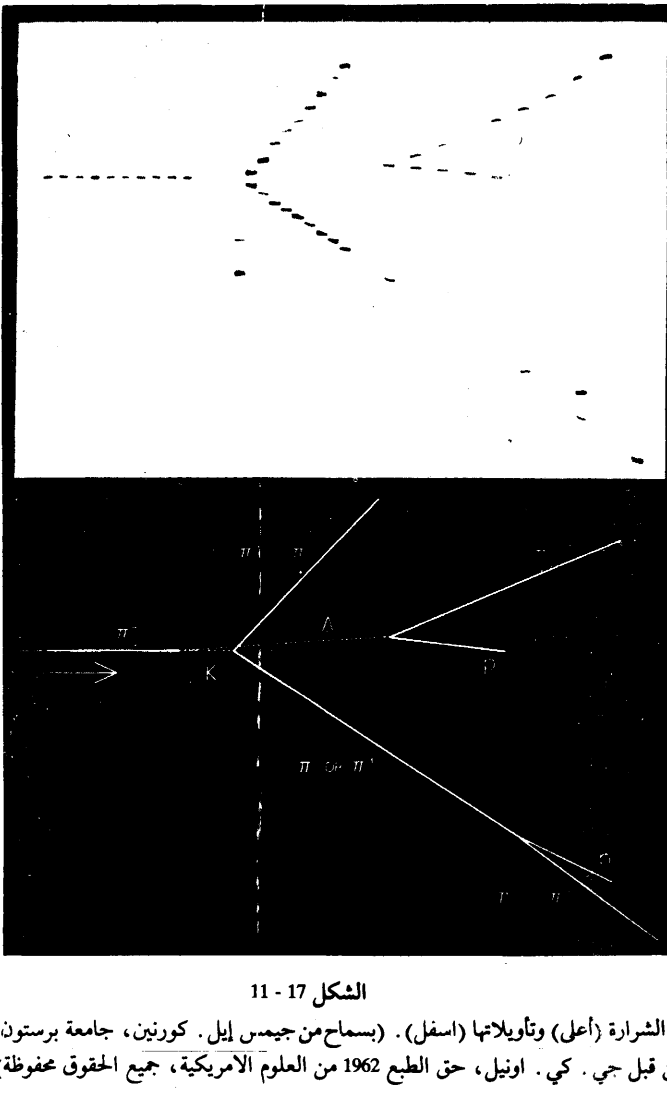
وبوضع عدادات ملائمة في نهاية الحجرة الشرارية يمكن للحادثة الخاصة المتوقعة ان تعمل على قدح مولد الجهد العالي وهكذا تسجل نفسها.

ان الحجرة الشرارية موضحة تخطيطاً في الشكل 17 - 10، وان الصور الفوتوغرافية لمسارات الحجرة الشرارية وترجمتها موضحة في الشكل 17 - 11.



الشكل 17 - 10

مخطط لدائرة حجرة الشرارة. (من إس. كلاستون، مصدر في الطاقة الذرية، الطبعة الثالثة؛ حق الطبع 1967، شركة دي. فان نوستراند برنستون، إن. جي.)



الشكل 17 - 11

مسالك في حجرة الشرارة (أعلى) وتأويلاتها (اسفل). (بسماح من جيمس إيل. كورنين، جامعة برستون؛ المخطط من حجرة الشرارة من قبل جي. كي. اونيل، حق الطبع 1962 من العلوم الامريكية، جميع الحقوق محفوظة).

17 - 7 تعداد النيوترون

بما إن النيوترونات لاتمتلك شحنة فلذلك لايكون الامر مدهشا، انها لاتنتج مسارات ايونية عندما تتحرك خلال غاز. ومن هنا فهي لايمكن ان تلاحظ سواء بالحجرة السحابية او بواسطة انبوب كايكر. وبما ان جميع هذا التعداد يعتمد على التأين فانه يجب استعمال اية من الجسيمات المؤينة الناتجة من النيوترون فمثلاً ان قصف البورون بالنيوترونات فان جسيمات (α) تنتج:

$$^{10}_{5}B + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{4}_{2}He(\alpha) + ^{7}_{3}Li$$

فكل نيوترون يتفاعل وينتج جسيمة (α). وجسيمة (α) هذه سوف تنتج بدورها مسار تأين يمكن استعماله حينئذ لتشخيص النيوترون. وهكذا فالعداد الذي يكشف عن النيوترونات يجب ان يحتوي على بعض الغاز الذي يتأين بعد اصطدام النيوترون مع جزيئاته. وهذا يكون ممكناً مع غاز BF_3 الذي فيه تنتج ذرات البورون جسيمات α التي بدورها تنتج تأينا يمكن ان يكشف بالطريقة الاعتيادية. ان حجرات التعداد النيوتروني تكون مرتبة اما على اساس التعداد التأيني أو التناسبي.

17 - 8 الرقائق الفوتوغرافية

ان الرقوق الفوتوغرافية تسود بالاشعاع من المواد المشعة وان الاسوداد يكون بسبب انتاج المسارات المنفردة كما في الحجرة السحابية. والصور الفوتوغرافية المبينة في الفصل (26) هي لمختلف مسارات الجسيمات اظهرت بحبيبات الفضة.

لكي تسجل هذه بنجاح تستعمل رقائق محضرة خصيصاً بطبقة فيلم حساسة للضوء سمكها عدة مئات من المايكرونات. وكما ظهر، يمتلك كل نوع من الجسيمات مساراً خاصاً به، وقد جرى تحليل عدة حوادث من الاشعة الكونية من صور كهذه. فاذا اريد الكشف عن النيوترونات بالطريقة الفوتوغرافية، يجب ان تنقع الرقاقة اولاً بمحلول البورون. ان العائق في استعمال الرقائق النووية هو ان مساراتها ليست مثل مسارات الحجرة السحابية، حيث لايمكن ان تحنى بصوة مقنعة في مجال مغناطيسي لان كمية كبيرة من التشتتات تحجب تقوس المسارات التي، على اي حال، تكون قصيرة جداً. وعلى كل حال، فانه صحيح ايضاً ان تزكى الرقائق النووية لبساطتها ورخصها لكثير من الاعمال في الفيزياء النووية.

17 - 9 ملخص

يمكن قياس الاشعاعات النووية بطريقة حجرة التأين والعداد التناسبي وانبوب كايكر ـ موللر بحسب طبيعة التحقيق. ومعظم الشغل البسيط بالنوويات يجرى بواسطة انبوب كايكر ـ موللر.

وللتعداد السريع يستعمل عداد ومضاني حيث يكون زمن التحليل اصغر بكثير.

ويمكن ان تحضر الرقائق النووية التي سوف تسجل حوادث التأين المنفردة، وحتى الاصطدامات النيوترونية اذا كانت طبقة الفيلم الحساسة للضوء تحتوي على ذرات ماصة حساسة للنيوترون مثل البورون. وتستعمل الحجرة الشرارية ايضا لتسجيل الاصطدامات المنفردة.

الجدول 17 - 1
العداد التناسبي

نصف قطر السلك $= a$ m
نصف قطر الانبوبة $= b = 0{\cdot}01$ m
الفولتية المجهزة $V = 1$ kV

a	k من	$E = k/a$
m	$V = 2{\cdot}3\, k \log_{10}\frac{b}{a}$	volts/m $\times 10^{-5}$
10^{-3}	435	4·35 (435,000 volts/m)
10^{-4}	217	21·7
10^{-5}	145	145
10^{-6}	109	1090
10^{-7}	87	8700

انحدار المجال على سلك العداد التناسبي بأنصاف اقطار مختلفة

الجدول 17 - 2
الاملاء المثالي لانبوبة كايكر ـ مولر

	الاملاء	جهد التأين Volts	الضغط المستخدم
الغاز المؤمن	Ne	21·7	خليط مختلف
	Ar	15·7	بين 10 و 500 ملم زئبق
	Kr	14·0	
الأبخرة المكبوتة	Cl_2	12·8	1 mm Hg
	Br_2	13·2	1 ,, ,,
	Ethyl Alcohol	11·3	10 ,, ,,
	Ethyl Formate	–	10 ,, ,,

مسائل

(المسائل المؤشرة بنجمة قد تم حلها بصورة كاملة في نهاية الفصل)

17 - 1 عينة من اليورانيوم تبعث جسيمات α طاقتها 4.18 MeV، وضعت قرب حجرة تأين. افرض ان 10 جسيمات فقط بالثانية تدخل الحجرة.
احسب التيار الناتج؟
زوج ايوني واحد يتطلب طاقة مقدارها 35 eV
شحنة الالكترون 1.6×10^{-19} كولوم
الجواب:

$(1{\cdot}92 \times 10^{-13}\ \text{amp} = 0{\cdot}192\ \text{pA})$

17* - 2 حجرة تأين ربطت بالكترومتر سعته (0.5pF) وحساسية الفولتية فيه 4 تقسيمات بالفولت الواحد. فاذا تسببت حزمة من جسيمات α بانحراف مقداره (0.8) تقسيم. احسب العدد المطلوب من الازواج الايونية وطاقة المصدر لجسيمات α. استعمل المعلومات في السؤال 17 - 1.

الجواب: $(6{\cdot}25 \times 10^5$ ion pairs, 2·19 MeV)

17 - 3 يتطلب لتشغيل العداد التناسبي باقصى مجال نصف قطري (10 MV / m) فما هو الجهد اللازم تسليطه اذا كانت انصاف اقطار السلك والانبوب هي (20 μm) و (10 mm) على التوالي؟

الجواب : (1·24 kV)

17 - 4 اذا كان متوسط المسار الحر للالكترونات في عداد تناسبي معامل تضاعفه الغازي (1024) هو (1 μm)، احسب المسافة عن السلك الذي يحدث فيه هذا التضاعف.

الجواب : (10 μm)

17 - 5 اذا كان للسلك في السؤال السابق نصف قطر مقداره (10 μm) ونصف قطر الانبوب هو (10 mm) فما المجال في نصف قطر يعطي تضاعف غازي 24 10 اذا كان الجهد المسلط (1200) فولت؟

الجواب : (17.4 MV / m)

17 - 6 الوقت المشلول (يدعى بعض الاحيان للسهولة «الوقت الميت») لكايكر ـ موللر هو (400 μs) فما معدل العد الحقيقي لمعدلات العد التي تم قياسها 100، 1000، 10000، 100000، عدة بالدقيقة؟ عبر عن كل جواب بالنسبة المئوية لخطأ التعداد وعلق على النتيجة.

الجواب : (100.07, 1007, 10715, 300.000)

17* - 7 إنبوب كايكر ـ موللر المسقى بمادة عضوية يعمل تحت جهد (1 kV) ولهسلك قطره (0.2 mm) ونصف قطر الكاثود (20 mm) والانبوب مضمون لعمر مقداره (10^9) عدة. فكم يكون المجال نصف القطري الاعظم؟ والى متى يبقى العداد اذا استعمل بمعدل (30 ساعة) بالاسبوع بمعدل (3,000) عدة بالدقيقة؟ الجواب : (18.9 MV / m; 3.7 years)

17 - 8 تعمل المضبة في عداد كايكر بجهد (1 kV) ولهاانحدار (% 2.5) من معدل التعداد (من الشكل 17 - 8) لكل 100 فولت. الى كم يمكن لجهد التشغيل ان يتغير اذا كان معدل التعداد يتحدد لغاية 0·1% ؟

17 - 9 جسيمة β^- (1.7 MeV) من النويدة $_{15}^{32}P$ تعطي شلالات صغيرة من 5.5×10^7 زوج ايوني، كل زوج مقابل طاقة مفقودة (35 eV)، في انبوبعداد كايكر. فكم يكون معامل التضاعف الغازي؟

17 - 10 جسيمة (α) طاقتها (6.4 MeV) تمر داخل حجرة التأين التي يمكن بواسطتها كشف تيار تأين 1 PA فما هو اقل نشاط اشعاعي بالمايكروكيوري لمصدر جسيمات α هذه، التي يمكن كشفها بحجرة التأين.

كفاءة التعداد لحجرة التأين 10%، زوج ايوني يحتاج (35 eV)

17 - 2 : فولتية النبضة $\Delta V = \frac{\Delta Q}{C}$ اي ان $\frac{0.8}{4} = \frac{\Delta Q}{0.5 \times 10^{-12}}$

$\Delta Q = 10^{-13}$Coulomb وهذه ايضاً Ne حيث ان N هو العدد المكافىء للشحنات الايونية التي قيمة كل منها $e = 1.6 \times 10^{-13}$ Coulomb

$$N = \frac{10^{-13}}{1.6 \times 10^{-19}} = 6.25 \times 10^{5} \text{ ion pairs}$$ (زوج ايوني مطلوب)

فاذا كانت طاقة جسيمة α بوحدات eV هي V فيكون : $N = (V / 35)$ لان كل زوج ايوني يتطلب (35 eV)

$$V = 35 \times 6.25 \times 10^{5} \text{ eV}$$
$$\underline{V = 2.19 \text{ MeV.}}$$

17 - 7 بادخال المعلومات المعطاة في المعادلة $V = 2.3 k \log_{10} (b / a)$ ، لـدينا $1000 = 2.3 \, k \log_{10} 200$ فنحصل على $k = 189$ ، والمجال على طول نصف القطر يكـون : $E = (k / r) = (189 / 10^{-5})$ على سطح السلك ، أو $E_{max} = 18.9$ MV / m فاذا كان عمر الانبوب هو N من السنين ، فان العدد الكلي للعدات المسجلة ستكون :

$$N \times 50 \times 30 \times 60 \times 3000 = 2.7 \times 10^{8} \, N \text{ counts}$$

وبذلك نحصل على :

$$\therefore \quad 2.7 \times 10^{8} \, N = 10^{9}$$
$$\underline{\text{giving } N = 3.7 \text{ years.}}$$

الفصل 18

مكائن التعجيل المستعملة في الفيـزيـاء النووية

18 - 1 مقدمة

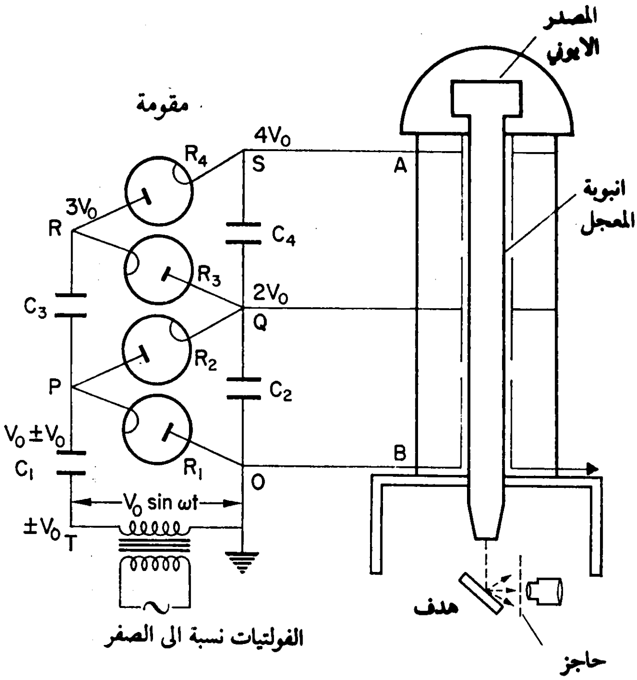
إن أول جزيئات قاصفة استعملت في الفيزياء النووية كانت جسيمات (α) المنبعثة من العناصر المشعة طبيعياً، ولقد شاهدنا ان الحد الاعلى لطاقتها كانت بضع (MeV). ولقد ادركت مدرسة كمبردج في العشرينات من هذا القرن، ان هناك حداً للتحولات التي يمكن الحصول عليها من تلك الجسيمات او اذا يمكن استعمال جسيمات اخرى كقذائف، فان كل مدى المعلومات سوف يزداد، حيث ان انواعاً مختلفة من التفاعلات النووية تصبح ممكنة. ان الجسيمات القاصفة الممكنة الاخرى المعروفة آنـذاك كانت البروتونات فقط، لان الالكترونات لاتنتج تأثيرات نووية. ان البحث الأول كان موجّه فقط نحو تعجيل البروتونات الى طاقات تبلغ بضع MeV وقد بلغ هذا ذروته في معجل كوكروفت ـ والتن الذي ظهر في 1932. وكان السبّاق بين المكائن التي لدينا الآن وتعطي طاقات تصل الى عدة آلاف من MeV.

ان تصميم مكائن التعجيل الناجحة لايعتمـد على الفيـزياء الكـلاسيكية والهندسة الكهـربائيـة والالكترونية وتقنية الفراغ فقط ولكن يعتمد ايضاً على الهندسة الميكانيكية الدقيقة قبل إمكان الحصول على حزمة الجسيمات المشحونة المسددة بدقة لتجارب القصف النووي. واكثر من ذلك، يجب على المرء ان يتذكر ان طاقات الجسيمة القصوى التي يمكن انتاجها اصطناعياً، هي أقل بكثير من تلك الطاقات الموجودة في جسيمات الاشعة الكونية. ولو أن الاشعة الكونية تمتلك طاقات من رتبة عدة ملايين من MeV، الا ان فائدة معجلات الجسيمات تكمن في حقيقة كون شدة الحزمة هي اكبر بكثير من شدة الاشعة الكونية عند مستوى سطح البحر.

18 - 2 معجل كوكروفت ـ والتن البروتوني

ان المبدأ الذي تبناه كوكروفت ووالتن كان عبارة عن ترتيب مضاعف، الجهد الموضح بصورة تخطيطية في الشكل 18 - 1. ففي هذا الرسم التوضيحي يتبين صفان من المكثفـات (المتّسعات) c_1 c_3 و c_2 c_4 مربوطان عبر محولة تعطي ذروة الجهد الكهربائي V_0 فولت مع مقوّمات R_1,R_2, R_3 و R_4 تعمل بمثابة مفاتيح كهربائية.

في المحاورة التالية سوف نفترض انه لايوجد هناك اي فقدان بالتيار عبر أي من المكونات. ولنفترض اولاً الدائرة البسيطة المكونة من المحولة، R_1 و C_1 اي OPT في الشكل 18 - 1. فللنصف الأول من الدورة نفرض ان O تذهب الى الموجب و T الى السالب كي يكون المقوّم R_1 موصلاً و C_1 يشحن الى V_0 وفرق الجهد T يكون V_0 -وخلال النصف (معكوس) الثاني من الدورة فان R_1 لم يعد يوصل تاركة بذلك النقطة p معزولة بفرق الجهد V_0 بينما O تهبط الى V_0 -منتجة بذلك فرق جهد اعظم بين P و O قيمته $2V_0$.



الشكل 18 - 1
مخطط لمعجل كوكروفت ـ والتن وانبوبة التفريغ

فاذا نحن الان ضمنا R_2 الذي يكون موصلاً خلال النصف الثاني من الدورة، فان الشحنة المتجمعة على c_1 تكون الان مشتركة مع c_2 وبأعادة النصف الأول من الدورة فأن المكثف c_1 يشحن ثانية الى V_0. وفي هذا النصف الثالث من الدورة يحتجز c_2 شحنته ولكن هذا يزداد بالمشاركة مع c_1 مرة ثانية خلال النصف الرابع من الدورة. وبعد تكرار هذه الطريقة لعدة دورات فان المكثف c_2 يصبح مشحوناً كلياً لانه لايمكن ان يفقد الشحنة بواسطة التيار المتسرب. وأخيراً، يصل الى حالة توازن ولايكون فيه تيار خلال أي من R_1 و R_2 في أي وقت. وفرق الجهد في Q يكون الان مساوياً الى اعظم جهد في P بالنسبة الى O، اي فرق جهد منتظم الاستمرار قيمته $2V_0$ يظهر عبر c_2، بينما الجهد الكهربائي الاني في P بالنسبة الى O يتكون من مركبة دورية من المحولة متركبة على V_0 منتظمة الاستمرار عندما لايكون R_1 موصلاً. وهكذا فان فرق جهد متناوب قيمته القصوى V_0 تظهر عبر p و Q، حيث ان Q تكون دائماً بفرق جهد منتظم الاستمرار قيمته $2V_0$. وهكذا فاذا نضيف الان المكثفات c_3 و c_4 خلال المقومات R_3 و R_4 يمكن ان نعيد كل المحاورة المارة آنفاً وان فرق الجهد اخيراً يظهر في S ويكون $2V_0$ بالنسبة الى Q و $4V_0$ بالنسبة الى O.

ومن ناحية المبدأ، فان فرق الجهد V_0 يمكن ان يتضاعف في اي معامل مضاعفة لـ V_0 باستعمال مضاعف الفولتية البسيط في شلال صغير. لقد وصل كوكروفت ووالتن الى جهد نهائي حوالي 0.7 MeV في 1932. وهذا لايعد عالي جداً بالمستويات الحديثة وانه يُعد السبب في كون تفاعلات كوكروفت ـ والتن البروتونية المبكرة محدودة في العناصر الخفيفة ـ الليثيوم والبورون والبريليوم الخ كما سبق ذكرها.

ويكون التفاعل عادة من نوع (p,α) . كما في تفاعلات جسيمة (α) فان الاصطدامات المباشرة تكون حوادث نادرة ولكنها تكون الاكثر تشويقاً وهكذا فالتفاعل:

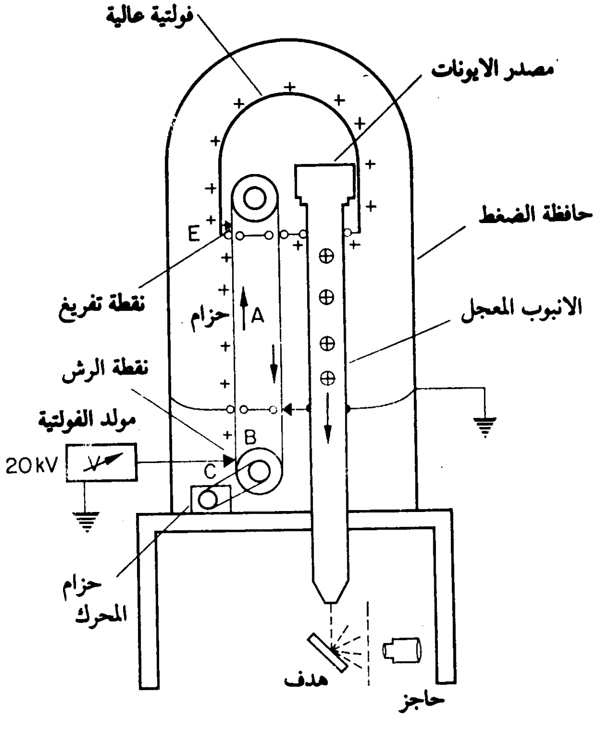
$$^{6}_{3}Li + ^{1}_{1}H(p) \rightarrow ^{4}_{2}He(\alpha) + ^{3}_{2}He$$

هو من النوع (p,α) على $_{3}^{6}Li$

ويمسح التفاعلات (p,α) المدروسة يظهر ان عدة نظائر جديدة قد وجدت بهذه الطريقة التي لم تكن ممكنة باستعمال تفاعل رذرفورد من نوع (α,p)، علماً بان طاقات التفاعل المعنية كانت من رتبة 10 MeV.

18 - 3 مولد فان دي كراف الالكتروستاتي

ولو ان هذه الآلة ادركت اصلاً لاغراض البحث، فانها الان موجودة في بعض مختبرات التدريس كبديل لماكنة ويمزهيرست، كما موضحة في الشكل 18 - 2 فهي تعتمد في عملها على تجميع الشحنة بواسطة موصل مجوف الذي يفرغ الشحنة فيما بعد في النقاط الموضحة. ان الحزام اللامنتهي (A) يتحرك عمودياً ليلتقط الشحنات في بضعة آلاف من الفولتات في (B) من جهاز عالي الفولتية. فالنقطة c تحث شحنة موجبة على الحزام وهذه تحمل الى الاعلى حتى تنقل الى الكرة من النقاط E بواسطة التفريغ الهالي ومن هناك الى طرف المصدر الايوني. واعتيادياً يكون الجهد حوالي 6 MeV ولكن المولدات الحديثة جداً

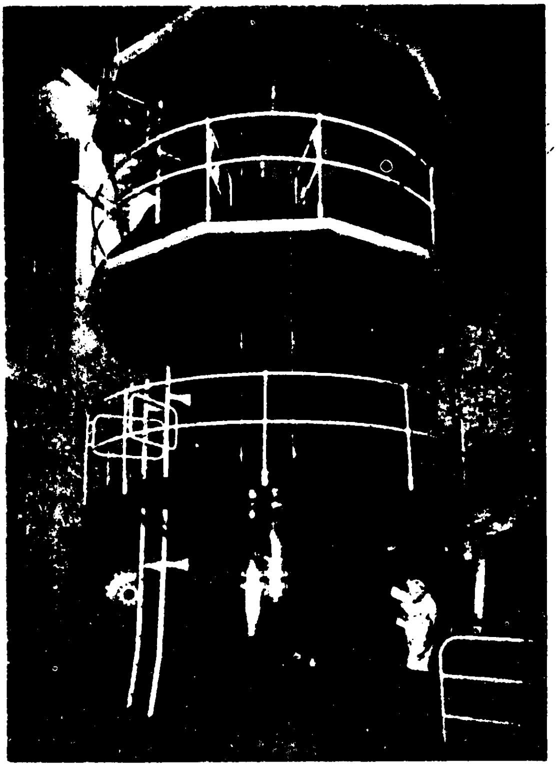


الشكل 18 - 2
ماكنة فان دي كراف وانبوبة التفريغ

يمكن ان تعطي حوالي 12 MeV ويوجد هناك الآن مكائن فان دي كراف الترادفية التي تعطي بعض الشيء اكثر من هذا بواسطة اجهزة انتزاع الالكترون. وتستخدم هذه الطريقة الجهد العالي الموجب مرتين، الاولى بتعجيل الجسيمات سالبة الشحنة وتنافرها اللاحق عندما تنزع منها الكتروناتها لتصبح ايونات موجبة مرة ثانية. ان ترتيباً نموذجياً سيكون باضافة الالكترونات الى الايونات من المصدر الايوني، كي تكون الحزمة المنبثقة مكونة من نسبة عالية نسبياً من الايونات السالبة التي تعجل الى اسفل الانبوب، الى الطرف الموجب الشحنة. حيث تنتقل على طول انبوب الانتزاع الذي يزيل معظم الالكترونات الاضافية، وان حزمة الايونات الموجبة الناتجة تعجل الى الجهد الارضي ثانية. فالطاقة النهائية لذلك تقابل ضعف الجهد الانتهائي، ولو ان التيار الايوني حوالي ($2\ \mu A$) فقط مقارنة بتيار فان دي كراف المنفرد الذي يصل الى حوالي $200\ \mu A$. ان معجل فان دي كراف الترادفي في الدرماستون موضح في الشكل 18 - 3. ان ماكنة فان دي كراف يمكن ان تستعمل لتعجيل الالكترونات بواسطة عكس الجهد لفولتية الرش باستعمال فتيلة ساخنة للالكترونات الثرمو أيونية بدلاً من الحجرة الايونية.

18 - 4 المعجل الخطي

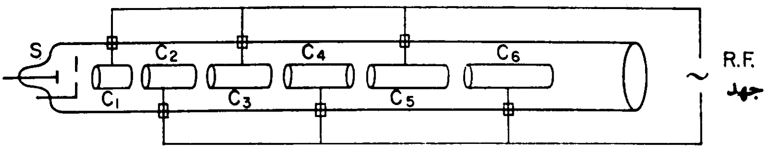
مما يجدر ملاحظته في كل من مكائن كوكروفت ـ والتن وفان دي كراف، ان الجهد الكهربائي العالي يتولد من اجهزة الكتروستاتية مسلطة على انبوب التفريغ الذي يحتوي على الايونات المراد تعجيلها. اما في المعجل الخطي فتزداد طاقات الجسيمات المشحونة بواسطة سلسلة من النبضات الخطية المرتبة لتعطي الايونات دفعة اضافية في اللحظة الزمنية الصحيحة كما موضح في الشكل 18 - 4. ان انابيب المعجل أو



الشكل 18 - 3

المعجل الالكتروستاتيكي الترادفي، الدرماستون، انكلترا. صممت هذه الماكنة ومعجل مشابه في هارويل للحصول على المعلومات الاساسية حول خواص النوى (بسماح من U.K.A.E.A).

انابيب الانجراف تكون عبارة عن اسطوانات ضيقة مربوطة بالتعاقب، كما هو موضح، الى مصدر جهد كهربائي عالي التردد وهكذا، فعندما تكون الاسطوانات 1 و 3 و 5 موجبة، تكون الاسطوانات 2 و 4 و 6 سالبة ثم يحصل انعكاس دوري بالجهد الكهربائي وفقاً للتردد. ان الأيونات الموجبة تتولد في S وتمر خلال الاسطوانة c_1 الى الفجوة بين c_1 و c_2 عندما يكون الجهد الكهربائي قادراً على تعجيل الايونات الموجبة في الفجوة الى داخل c_2 حيث تنتقل بسرعة ثابتة الى الفجوة بين c_2 و c_3. وهنا تعاد عملية التعجيل. ان اطوال الاسطوانات يجب ان تنظم بحيث يكون الوقت المستغرق داخل الاسطوانة مساوياً لنصف زمن الدورة، اي ان الايونات دائما تدخل المجال الجهدي عندما تترك أيةٍ من الاسطوانات حالما يتغير الجهد بصورة مفيدة. وبما ان الايونات تزيد سرعتها بمقدار ثابت فان الاسطوانات المتعاقبة يجب ان تكون اطول فأطول. ان الترددات المطلوبة للبروتونات تكون اعلى بكثير من الايونات الثقيلة، كما وانه من الممكن الان ان تعجل البروتونات الى حوالي 50 MeV.



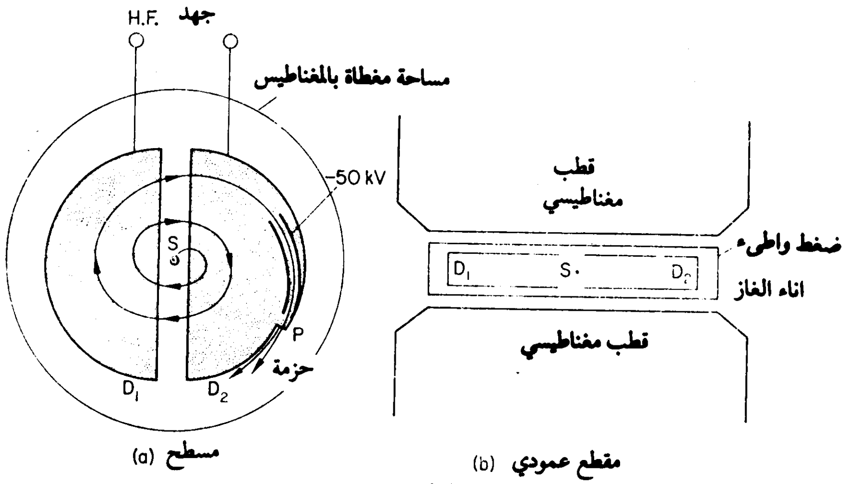
الشكل 18 - 4
المعجل الخطي مع الانابيب المتزايدة في الطول.

ان الفسحة الفاصلة بين الفجوات تكون محكومة بالتردد العالي للمجال الكهربائي المسلط للسرعة الفجوية للأيونات: وهي المسافة المقطوعة خلال نصف دورة وتعطي: $l=v\left(\frac{T}{2}\right)=\frac{v}{2f}$
حيث ان v هي السرعة الآنية للأيونات و f هو التردد للمجال الكهربائي المسلط. وهكذا فان انابيب الانجراف التي طولها بضعة سنتمترات تتطلب مجالات تذبذبية بترددات من رتبة مئات من الميكاهيرتز. ان الكسب الأعظم في الطاقة في كل فجوة هو (Ve) حيث V هو فرق الجهد عبر الفجوة.

ان المعجل الخطي للألكترونات يكون مختلفاً عن المعجل البروتوني وانه يتكون من انبوب تتقدم خلاله موجات كهرومغناطيسية حيث يكون الانبوب بالحقيقة مسددا موجيا لانه يحتوي على فتحات متباعدة اعتماداً على تردد الموجة المنتقلة وحجم الانبوب. ان الالكترونات تدخل في حوال 80 kV في حالة المعجل الخطي الالكتروني لجامعة ستانفورد الذي يمتلك طاقة فعلية 1 GeV (10^9 eV =) يكون طوله 300 قدماً. اما المعجل الالكتروني الخطي الجديد الذي تم تشييده حديثاً في جامعة ستانفورد كان طوله حوالي ميلين وسوف ينتج بالنهاية حزمة الكترونية تصل طاقتها الى 40 GeV.

18 - 5 سايكلترون لورنس

انه لواضح من المعجل الخطي ان الطول المطلوب للطاقات العالية هو هائل حقاً وهكذا فانه من الممكن ان نرى الفوائد من احناء الجسيمات المشحونة في مسار حلزوني قبل استعمالها نهائياً. لقد كان هذا اساس عمل السايكلترون الشهير الذي صممه في 1930 لورنس وفريقه في كاليفورنيا. فالشكل 18 - 5 يوضح السايكلترون بصورة تخطيطية. المصدر S ينتج الالكترونات التي تؤين الغاز الموجود حول S ومن ثم تحنى هذه الايونات في مجال مغناطيسي داخل موصلين مجوفين يعرفان باسم دي (لان كل منهما يتكون من نصف قرص مجوف على شكل حرف D) داخل اسطوانة مغلقة تحوي غاز الهيدروجين تحت ضغط واطىء. ويمر المجال المغناطيسي عبر الـ (دي) عمودياً على مسار الايونات. ان الجهد الكهربائي



الشكل 18 - 5

مخطط مبسط للسايكلترون يبين موقع القرصين على شكل حرف D

بين D_1 و D_2 يجب ان ينعكس حال عبور الايونات للفجوة (الفسحة الفاصلة) كما كان ضرورياً مع المعجل الخطي. وان المجال المغناطيسي يسبب حركة الايونات في مسار دائري خلال D_1 وعندما تصل الى الفسحة، تصبح D_2 سالبة ويتعجل الايون عبر الفجوة وتستمر العملية. وهكذا يكون $(mv^2 / r) = Bev$ و $v = (Ber / m)$ لايون كتلته (m) وشحنته (e) يتحرك في مسار دائري نصف قطره (r) بسرعة (v) في مجال مغناطيسي كثافة دفقه (B). ان طول المسار في «دي» واحد هو $\pi r = (2 \pi r / 2)$ فاذا كانت مدة الذبذبة (T)، فان الوقت المستغرق في كل «دي» يكون $(T / 2)$ حيث ان $T = (2\pi r / v) = 2\pi m / Be$، ولذلك فان مدة الذبذبة لاتعتمد على السرعة ونصف القطر، وهكذا تكون نفسها لجميع الجسيمات ويكون الايون دائماً بنفس الطور عندما يكون جهدي كل من D_1 و D_2 منتظمة بدقة كي تزداد الطاقة في كل وقت يمر خلاله الايون من الفجوة. وعندما يصل الايون الى اعظم نصف قطر، يقاد الى الخارج خلال قناة طول قوسها حوالي $60°$ لتتبع مسار الايونات حيث تكون الصفيحة الخارجية تحت جهد سالب لتسحب الايونات خارج المجال المغناطيسي. اذ انها تنشأ في p. الشكل 18 - 6 يوضح صورة فوتوغرافية للحزمة المنبثقة من سايكلترون.



الشكل 18 - 6

صورة لحزمة الديوترون الخارجة من السايكلوترون (بسماح من مطبعة جامعة هارفارد و أي - كي. سولومونز)

وتكون الجسيمات المعجلة عادة بروتونات وجسيمات (α)، والطاقات المتحققة تعتمد على حجم الـ «دي» وبما ان السرعة العظمى في محيط تساوي BeR / m (بوضع r = R) حيث R هو نصف قطر كل من D_1 و D_2:

$$E=\frac{1}{2}\,mv^2=\frac{1}{2}m\left[\frac{R\,Be}{m}\right]^2=\frac{B^2R^2}{2}\quad\frac{e^2}{m}$$

اذاً $E \propto R^2$ لجسيمة معينة.

وهكذا فان حجم السايكلترون يزداد بسرعة اكبر من الزيادة المقابلة في الطاقة. ان الطاقة القصوى لجسيمة من معجل ثابت التردد تكون حوالي 40 MeV لجسيمة (α) وان الحد قد تقرر بزيادة الكتلة النسبية وكذلك بصعوبات الهندسة الميكانيكية والتكاليف.

18 - 6 السنكروسايكلترون

لقد لوحظ في الجزء السابق ان التعبير المستعمل للطاقة الحركية لم تكن قيمته نسبية ($\frac{1}{2}mv^2$)، وللسايكلترونات الاولى التي تعمل بسرعة واطئة كانت هذه العلاقة كافية الدقة ولكن لسرعة اعلى تصبح التغييرات النسبية مهمة. وهكذا، اذا كانت:

$$m=1{\cdot}66\ m_0 \quad \text{و} \quad \sqrt{1-\beta^2}=\sqrt{0{\cdot}36}=0{\cdot}6 \quad \text{و} \quad \frac{v^2}{c^2}=0{\cdot}64 \qquad v=0{\cdot}8\ c$$

حيث m_0 هي كتلة سكون الجسيمة و $\beta=\frac{v}{c}$. والان من $T=\frac{2\pi m}{Be}$ نشاهد انه كلما تزداد m فان T تزداد ايضا. ولذلك فان الجسيمة تخرج عن الطور تدريجياً بالنسبة للجهد الكهربائي عالي التردد، على D_1 و D_2، ولذلك يجب ان يقل التردد عليهما لتعوض عن الكسب في الكتلة. اذ تعمل هذه بتدوير مكثفة متغيرة لتعطي تضمين التردد المفروض الذي تتطلبه، ويمكن من ثم تعجيل الايونات الى سرعة عالية جداً ويصبح السايكلترون، سنكروسايكلترون. ان السنكروسايكلترون 184 انج الشهير في مختبر لورنس للاشعاع ينتج جسيمات (α) طاقتها 380 MeV، واخيراً اعيد تصميمه ليعطي بروتونات طاقتها 720 MeV.

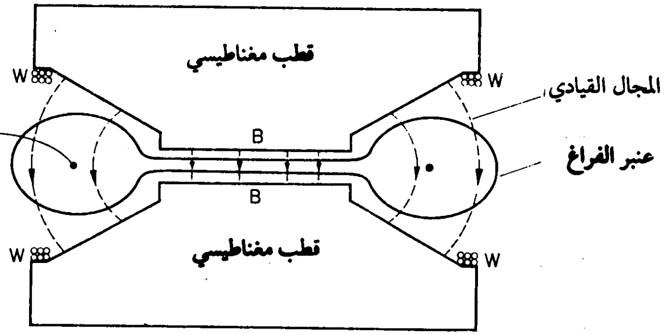
ان الفرق بين السايكلترون والسنكروسايكلترون هو ان الايونات في الاول يكون خروجها مستمراً بينما في الاخير تكون الايونات البادئة بالخروج من المركز عرضة الى تضمين التردد كلما تقترب من المحيط وهكذا تأتي الى الخارج على شكل دفعات، بضع مئات في الثانية وكل دفعة تستمر حوالي 100 جزء بالمليون من الثانية (مايكروثانية).

18 - 7 ماكنة تعجيل الالكترون ـ البيتاترون

من معجلات الالكترون المكنة التي شرحناها حتى الان هي مولدة فان دي كراف والمعجل الخطي. اما السايكلترون فلايمكن ان يستعمل للالكترونات لان m_e هي صغيرة جداً بحيث ان التغيير في الكتلة يحصل في طاقات منخفضة. وهكذا فالالكترون الذي طاقته 1 MeV يمتلك سرعة (0.9c)، وكتلته المتحركة حوالي 3 مرات اكبر من كتلة سكونه، بينما البروتون الذي طاقته 1 MeV يكون معامل

الزيادة في كتلته 1.001 فقط. وتستعمل الآن طريقة مغايرة لتعجيل الالكترونات وذلك باستعمال مجال مغناطيسي متناوب بدلاً عن المجال الالكتروستاتي. ففي البيتاترون تكون الالكترونات محتواة في انبوب دائري يطلق عليه «الانبوبة الحلقية» يوضع بين الاقطاب المغناطيسية (B) ذات الشكل الخاص التي تمد بالطاقة بواسطة تيار متناوب باللفات (W)، كما في الشكل 18 - 7. فالالكترونات تنتج بعملية التأين الحرارية وتعطى طاقة الكتروستاتية ابتدائية حوالي (50 keV). وكلما يبنى المجال المغناطيسي خلال النصف الاول من الدورة فانها تحت قوة دافعة كهربائية داخل الانبوبة الحلقية وتعجل الالكترونات فعلاً في مسار دائري بتأثير المجال المغناطيسي المستعرض. وعندما يصل المجال الى قمته الموجبة الاولى فانه يتوقف فجأة وان الالكترونات ذات الطاقة العالية تترك مساراتها الدائرية بصورة مماسة لتضرب هدفاً فتنبعث منه الاشعة السينية. والالكترونات تحقن دائماً داخل الهدف عندما يكون المجال المغناطيسي قد اكمل لتوّه ربع الدائرة الاول ووصل الى قيمته القصوى.

وكما تم شرحه سابقاً فان السرعة الحاصلة تكون عالية جداً ولربما تقترب من (0.98c). فاذا كان محيط الانبوبة الحلقية (~3m)، يكون التردد = $v/2\pi r = \frac{0\cdot 98 \times 3 \times 10^8}{3} = 98$ MHz ، واذا كان تردد المجال المغناطيسي 50 H_z، فان الوقت المستغرق لربع الدورة الاول يكون 200 / 1 ثانية، والالكترونات تعمل $4.9 \times 10^5 = (9.8 \times 10^7 / 200)$ رحلة في ربع دورة. فاذا كان معدل الطاقة المكتسبة 200 eV في الدورة الواحدة تكون الطاقة الكلية عند القذف حوالي (100 MeV) وتكون الكتلة حوالي ($200\ m_0$). وتنتج حالياً طاقات لغاية (300 MeV) من البيتاترونات التي تعطي دفعات من اشعة x في معدل متكرر مقداره نبضة واحدة كل واحد بالمائة من الثانية.



الشكل 18 - 7

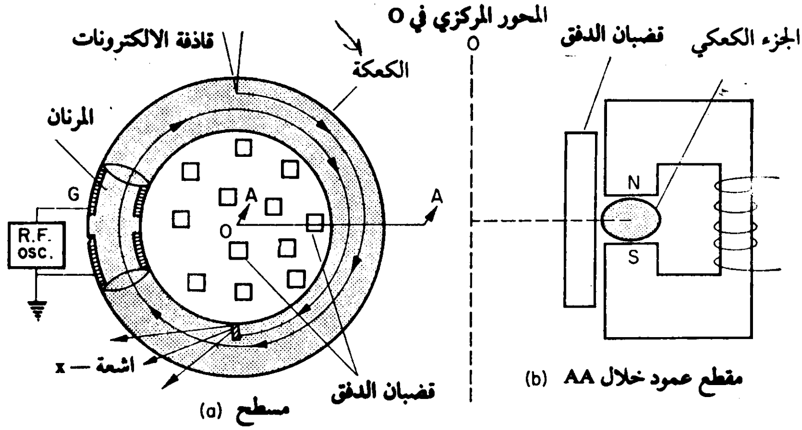
مقطع لبيتاترون يبين الانبوبة الحلقية لعنبر الفراغ

18 - 8 سنكروترون الالكترون

يكون التضمين في هذه الماكنة مجهزاً، كما تم شرحه سابقاً عند الحديث عن السنكروسايكلترون، حيث تعطي طاقات من رتبة 1 GeV، ولو ان (6GeV) سنكروترون الكتروني يعمل الان في الاتحاد السوفيتي. ويمكن الحصول على هذه الطاقة بتغيير شدة المجال المغناطيسي المستعمل في حرف الالكترونات. ولايختلف هذا الترتيب عن البيتاترون ماعدا ان قطع الاقطاب المغناطيسية تكون حلقية وتتبع المخطط الاولي للانبوبة الحلقية (الشكل 18 - 8). وتوضع في الفجوة المركزية بعض قضبان الدفق من الحديد المطاوع تعمل كقلب للملف المركزي للمغناطيس لتشغل الماكنة مثل البيتاترون. وان جزءاً

من داخل الانبوبة الحلقية يكون مطلياً بالنحاس او الفضة لتعطي تجويف رنين G التي توصل الى مذبذب عالي التردد لبضعة آلاف من الفولتات. وعندما يكون المذبذب مشتغلاً، فان الالكترون يتعجل كل مرة يعبر خلال المرنان (الجهاز الرنان).

تحقن الالكترونات الاولية داخل الانبوبة الحلقية فيحوالي (100 keV) وحالما يتغير المجال تنتقل الالكترونات في مسارات دائرية وتزداد طاقتها كما في البيتاترون، وعند حواليMeV 2 تكون قضبان الدفق مشبعة مغناطيسياً ولايمكن ان تحث تأثيرات اضافية. وبذلك يتوقف عمل البيتاترون وتبدأ فعالية التجويف الرنان.



الشكل 18 - 8

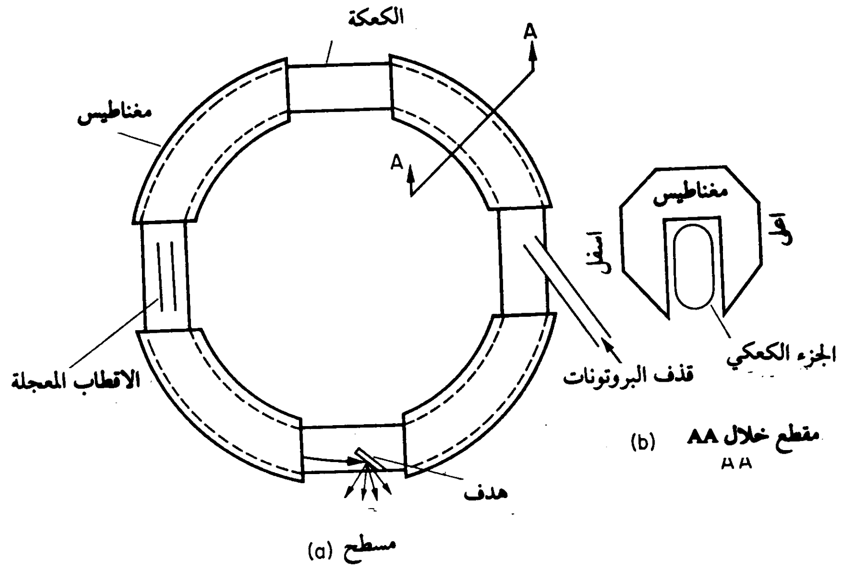
الكترون ـ سنكروترون (a) مسقط افقي بعد رفع المغناطيسي ؛ (b) مقطع عمودي يبين المغناطيس الحلقي.

فاذا كان الجهد الكهربائي المسلط على G يعمل بالتردد الملائم فان الالكترونات ستكون جميعها محافظة على الطور وتستلم زيادات صغيرة من الطاقة في كل دورة. وان الجهد الكهربائي المتذبذب يتوقف عندما تصل الالكترونات الى سرعتها القصوى المحكومة بالشدة القصوى للمجال المغناطيسي. والالكترونات بعد ذلك تضرب الهدف الذي يبعث اشعة x بطول موجي قصير او (بريمزسترالونك) وهذه الاشعة تخرج في نبضات كما في البيتاترون.

18 - 9 سنكروترون البروتون

لكي نسبر داخلاً في النواة تكون الايونات الموجبة بعدة GeV ضرورية، فاذا كان من اللازم عمل هذا بالسنكروسايكلترون فان الحجم والكلفة سوف تكونان استثنائيتين. وللتغلب على هذا فان سنكروترون البروتون قد تم اقتراحه مستنداً على سنكروترون الالكترون. ويستعمل فيه مغناطيس حلقي ـ كتلته اصغر بكثير من مكافئه في السنكروترون الالكتروني ـ الذي تنتقل فيه الجسيمة بنصف قطر ثابت حيث توجد هناك اربعة ارباع للمغناطيس تغطي الانبوبة الحلقية كما موضح في الشكل 18 - 9. وتحقن البروتونات داخل الانبوبة الحلقية في طاقة منخفضة من معجل خطي او من ماكنة فان دي كراف، وتسترد بالحرف المغناطيسي كحزمة نبضية بعد عدة دورات. ويستعمل معجل ذو تجويف رنان عالي التردد في واحد من الاجزاء المستقيمة بتردد متزايد بصورة متقابلة مع تزايد سرعة البروتونات. ان

شدة المجال المغناطيسي تزداد ايضا كي تبقي البروتونات المتعجلة في مسارات دائرية بنصف قطر ثابت. ان عمل السنكرترون يسلط في بداية كل دورة. والطاقات المتحققة تكون من رتبة 10 GeV. ان اكبر المكائن في الوقت الحاضر هو البيفاترون في الولايات المتحدة الامريكية الذي يعطي بروتونات 6·4 GeV والسنكروفيساترون في الاتحاد السوفيتي الذي يعمل بطاقة 10 GeV.



الشكل 18 - 9
سنكروترون البروتون

18 - 10 السنكروترون المتناوب التدرج

ان الحد الاعلى لطاقة البروتون في حالة السنكروترون البروتوني الثابت التدرج حوالي 10 GeV وذلك لان الحصول على حزمة 50 GeV مثلاً من ماكنة من هذا النوع سوف يتطلب مغناطيساً يزيد على 100,000 طناً ومن الناحية العملية فقد وجد ان حزمة البروتونات تنحرف جلياً عن مسارها الدائري عندما يكون تدرج المجال المغناطيسي النصف القطري ثابتاً وبما ان الانبوبة الحلقية بأكملها تكون محاطة بالمجال المغناطيسي كي تحجز الحزمة اكثر مايمكن في مدار دائري يصبح حجم المغناطيس عاملاً مهماً في تصميم مكائن السنكروترون البروتونية الكبيرة.

وهناك طريقة للتغلب على مشكلة تجول الحزمة هي ان تستعمل مجالات مغناطيسية بتدرج متناوب لكي تركز الحزمة، اي في القطاعات المتعاقبة من المجال النصف القطري فان التدرج يكون اولاً نحو المركز ثم الى الخارج من المركز ويستمر ذلك. وعندما تنتقل الحزمة حول مدارها تمر خلال اجزاء قطع الاقطاب للمغناطيس التي تعمل على تركيز الحزمة عمودياً وافقياً بتعاقب سريع. وبنفس الوقت تتبعثر الجسيمات افقياً وعمودياً بتعاقب سريع. كل هذا يعمل على تنظيم تدرج المجال المغناطيسي بصورة ملائمة كي تكون الى الداخل والى الخارج في الاجزاء المتعاقبة كما تم وصفها. وهكذا فان المجال يمكن ان يعد بانه يمتلك تدرج متناوب يجعل تأثير التركيز والتبعثر قوياً. ففي السنكروترون البروتوني المتناوب التدرج (33 GeV) في بروك هافن، يوجد اكثر من 200 جزء، وبما ان كل جزء مفصول بمنطقة خالية من

المجال فان الوزن الكلي للمغناطيس يبلغ حوالي (4000 طن) فقط، هو نفسه للكوزموترون السنكروترون البروتوني ثابت التدرج في بروك هافن ايضاً. ان تأثير تركز وتبعثر الحزمة في تعاقب سريع هو تنعيم الانحرافات عن المسار الدائري المثالي المطلوب من ماكنة التدرج الثابت، وان تنتج حزمة تسمى (شديدة التركز). وهذا هو الاساس في السنكروترون البروتوني المتناوب التدرج CERN المستعمل الان في سويسرا ليعطي بروتونات بطاقة (25 GeV). وحديثاً جداً تم بناء السنكروترون البروتوني المتناوب التدرج 70 GeV الذي يعمل في سربوخوف في الاتحاد السوفيتي وهو على الاغلب اكبر معجل للجسيمات في العالم يعمل لمدة من الزمن.

18 - 11 التطور ومستقبل مكائن التعجيل الكبيرة

لقد اصبح مؤكداً ان اسرار التركيب النهائي للبروتونات والنيوترونات وربما الميزونات يمكن ان تحل فقط باستعمال حزمات كثيفة من جسيمات نووية بطاقات عالية جداً كمسبار. منذ عمل كوكروفت ووالتن في 1932، فقد كانت الطاقة القصوى المتحققة هي اقل من 1 MeV ببعض الشيء، وان الطلب على طاقات اعلى واعلى قد استمر، سوية مع الطرق لزيادة شدة الحزمة الايونية، وفي هذا المطلب لعب الفيزيائيون من الولايات المتحدة الامريكية دوراً بارزاً.

ان التطويرات في نظام كوكروفت ـ والتن كانت محدودة لغاية 1 MeV بواسطة مقاومة العطل في مواد انبوب التعجيل. وان نقطة الذروة في توليد الطاقة الالكتروستاتية كانت في مولدة فان دي كراف الترادفية الذي يعمل في حوالي 15 MeV.

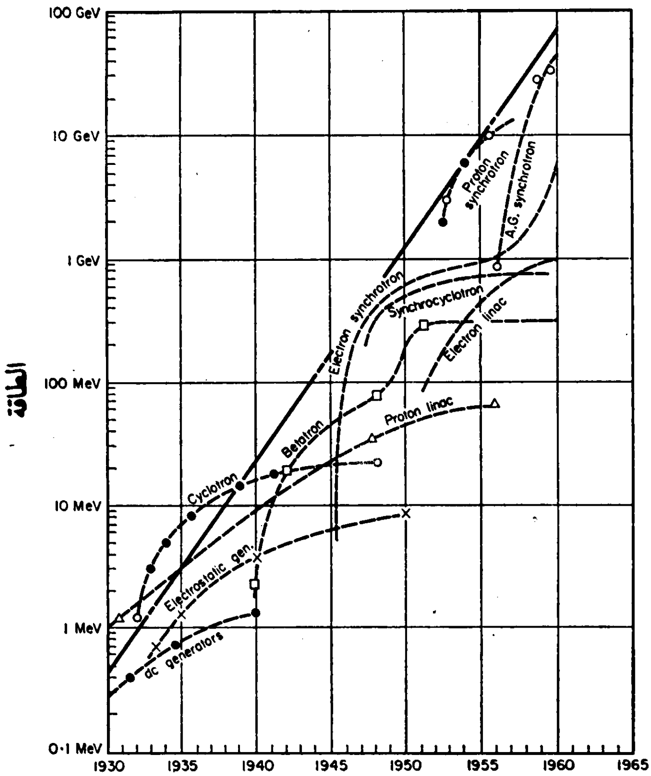
لكي نتعدى الحد 10 MeV المتولد بصورة الكتروستاتية تطلب الامر طريقة جديدة كلياً. ان فكرة التعجيل الرنيني قد تصورها لورنس ولفنجستون اللذان عملا اول سايكلترون في 1932 معطية حزمة بروتونات حوالي 1·2 MeV.

وفي 1940 صمم البيتاترون ليعطي حزمة الكترونات 2·3 MeV. ان حد الطاقة في هذا النوع من مكائن التعجيل ذو التردد الثابت يكون حوالي 25 MeV للبروتونات و 300 MeV للالكترونات ولكن المعجل الخطي يكون قادراً على اعطاء بروتونات حوالي (50MeV) والكترونات حوالي 1 GeV .

وكان الاختراق اللاحق هو التطبيق العملي لمبدأ استقرارية الطور، أي بالمحافظة على سرعة الجسيمة المتغيرة بنفس الطور مع الجهد المتذبذب عالي التردد، لتتطور الى السنكروترونات لكلا الايونات الموجبة والالكترونات. لقد اعطى السنكروترون الالكتروني طاقات من رتبة 350 MeV بينما السنكروترون البروتوني يمكن ان يعطي طاقات لغاية (10 GeV).

واخيراً فان التصاميم الحالية لمكائن التعجيل المتفوقة تستند على مبدأ طريقة التدرج المتناوب للتركز المغناطيسي، التي يمكن ان تعطي طاقة لغاية 33 GeV من الماكنة في مختبر بروك هافن الوطني.

يوضح الشكل 18 - 10 تخطيطاً بيانياً لنمو مختلف الانواع من المكائن بنمو خطي بصورة مقربة على المقياس اللوغاريتمي. حيث يظهر من المنحني ان الحد للسنكروترون ذو التدرج المتناوب للبروتونات يكون حوالي 100 GeV ، وبعدها يمكن تطلب بعض المبادىء الجديدة. ان التفاصيل لبعض مكائن التعجيل في العالم موضحة في الجدول 18 - 1، وان الطاقة القصوى المتاحة حالياً تبلغ حوالي 70 GeV من السنكروترون الروسي ذو التدرج المتناوب في سربوخوف. انه شيء مهم ان تكون معظم التطورات في معجلات الجسيمات قد جاءت من الولايات المتحدة الامريكية والاتحاد السوفيتي. وان كلفة مكائنهم هي مئات الملايين من الدولارات، ومن هنا جاءت ضرورة المساعدات المالية الحكومية لمثل هذه المشاريع، او تعاون دولي كما في مشروع CERN في جنيف. فقد يكلف مشروع CERN وهو معجل (300 GeV) حوالي (150) مليون جنيه استرليني (اي حوالي 300 مليون دولار) ـ ولم يتخذ قرار حاسم



الشكل 18 - 10

نمو طاقات المعجلات المستحصلة منذ 1930. (من معجلات الجسيمات، من قبل ليفنكستون وبليويت، حق الطبع 1962، شركة ماكرو ـ هل للكتاب وبسماح منها).

حول ذلك حتى الآن ـ اضافة الى هذا سوف تشيد في وستون، الينويز قرب مختبر ارغون الوطني ماكنة طاقتها 200 GeV لكنها تتمكن من العمل بضعف هذا التيار، وسوف يستغرق بناؤ ها بضع سنوات، وتكلف تقريباً (400) مليون دولاراً امريكياً. وقد قدر لها ان تعمل في عام 1975 وسيكون قطرها حوالي ميلاً واحداً. كما وان المكائن الضخمة لغاية (1 TeV=) 1000 GeV قد تم اقتراحها ايضاً.

ان قطر مثل هذه الماكنة المقترحة الان في الولايات المتحدة الامريكية سيكون حوالي (3.5) ميلاً، وان المغناطيس سيكون وزنه (40,000) طناً وستكون كلفتها (1000) مليون دولاراً امريكياً. إنه من الجدير بالملاحظة ان هذه المكائن الجديدة لاتزال مستندة على مبدأ التدرج المتناوب الراسخ. حتى ولو ان الطاقات المتحققة عندئذ ربما ستكون واحد بالبليون فقط، من معدل طاقة جسيمة الاشعة الكونية التي يمكن مشاهدتها على رقاقة نووية تكلف اقل من دولار واحد.

الجدول 18 - 1
تفصيلات لبعض معجلات الجسيمات الحثية

Conceived	*Type of Accelerator Name*		*Size*	*Max. energy MeV*	*Beam current*
U.K.	D.C. Rectifier				
1932	Cockcroft–Walton	protons		1·2	
U.S.A.	Electrostatic Generator				
		protons	32′ high	12	20 μA
1936	Van de Graaff	electrons	6′ high	2	0·25 mA
1951	Tandem V. d. Graaff	protons		13·4	2μA
U.S.A.	Magnetic resonance positive ions				
		Oak Ridge	86″ dia.	24	1 mA
1932	Cyclotron				
		Birmingham Univ.	61·5″ dia.	20	0·3 mA
Sweden 1925	Linear Accelerators				
	Berkeley	protons	40′ long	32	60 μA
U.S.A.	Harwell	protons	80′ long	50	5 mA
1931	Stanford	electrons	300′ long	1000	8 mA
	Stanford	electrons	2 mi long	40,000	15 μA
U.S.A.	Magnetic Induction				
1943	Betatron	electrons	100″ dia.	315	14,000 r/min at 1 metre X-rays
U.S.A.	Freq. Mod. cyclotron				
1945	Synchrocyclotron		196″ dia.	600	1 μA
	CERN (Geneva)	protons			
U.S.A.	Electron Synchrotron				
1945	M.I.T.		104″ dia.	300	1000 r/min at 1 metre X-rays
	University of Glasgow		108″ dia.	350	
U.K.	Constant Gradient				
1943	Proton Synchrotron				
	Birmingham University		30′ dia.	1000	10^9 protons/pulse
	Cosmotron (Brookhaven)		70′ dia.	3000	10^{11} protons/pulse
	Bevatron (Berkeley)		120′ dia.	6400	2×10^{10} protons/pulse
	Dubna, U.S.S.R. Synchrophasotron		200′ dia.	10,000	–
	Harwell, U.K. Nimrod		158′ dia.	7000	10^{12} protons/pulse at 30 bursts/min
U.S.A.	Alternating Gradient				
1952	Accelerators				
	CERN	protons	460′ dia.	25,000	3×10^{11} protons/pulse
	Brookhaven	protons	840′ dia.	33,000	3×10^{11} protons/pulse
	Cambridge (Harvard)	electrons	236′ dia.	6000	
U.S.S.R.	Serpukhov	protons		70,000	

المسائل

(المسائل المؤشرة بنجمة قد تم حلها بصورة كاملة في نهاية الفصل)

18 - 1 يبلغ قطر الـ «دي» في سايكلترون (1.8m) والمجال المغنـاطيسي فيه حـوالي (0.8T)، احسب الطاقات التي يتعجل اليها (a) البروتونات (b) الديوترونات.

الجواب: [(a) 25 MeV, (b) 12.5 MeV]

18 - 2 قارن باختصار اوجه الشبه والاختلاف في المبادىء الفيزيائية للمكائن المصممة لتعجيل الالكترونات والبروتونات الى طاقات من رتبة (300 MeV).

18 - 3 صف التطور للمعجل الخطي ذي الدليل الموجي، واشرح لماذا مثل هذه المكائن تستعمل بالدرجة الاولى لتعجيل الالكترونات.

18* - 4 احسب النسبة (m/m_0) للالكترونات والبروتونات والديوترونات و جسيمات α كل منها بطاقة (1 keV) و (1 MeV) و (1 GeV).
الجواب: (للبروتونات بطاقة $m/m_0 = 1.001067$, 1MeV وللالكترونات بطاقة 2.96,1 MeV)

18 - 5 بين ان الدفق المغناطيسي (ϕ) في البيتاترون الذي يربط المدار الالكتروني و (B) يعطى آنياً بالعلاقة $\phi = 2\pi R^2 B$ حيث ان (R) هو نصف قطر المدار و (B) هي شدة المجال الآنية عند المدار.
(اذكر باعتناء الشروط اللازمة لكي تكون هذه العلاقة صحيحة)

18* - 6 في بيتاترون معين كان المجال المغناطيسي الاعظم عند المدار (0.4T)، يعمل في ($50\ H_z$) بمدار ثابت قطره (1.5 m). احسب معدل الطاقة المكتسبة في الدورة الواحدة، والطاقة النهائية للالكترون كذلك. الجواب: (294 eV, 91 MeV)

18* - 7 مانصف القطر اللازم للسنكروترون البروتوني كي تبلغ طاقة الجسيمة 10 GeV، بافتراض ان مجال الدليل (1.5T) يكون متوفراً؟ الجواب: (18m)

(للتبسيط اجعل $v = c$، هل يمكن تبرير هذا التقريب؟).

18 - 8 في المسألة 18 - 1، ماذا تكون ترددات المولد المطلوبة لتعجيل البروتونات الى 25 MeV والديوترونات 12.8 - MeV؟

18 - 9 يعطي السنكروسايكلترون الى الخارج نبضات بمعدل 100 نبضة بالثانية فاذا كان معدل التيار في حزمة البروتونات ($10\ \mu A / m^2$)، كم يكون معدل كثافة الدفق في الحزمة؟

18 - 10 تحقن البروتونات داخل السنكروترون البروتوني في بروك هافن بطاقة 50 MeV وتعجل الى (3 GeV). وان معدل نصف قطر المدار (122 m) أوجد التردد الابتدائي والنهائي للبروتونات، وشدة المجال المغناطيسي.

حلول المسائل

18 - 4 لنعتبر مثلاً البروتونات بطاقة 1 MeV، من المعادلة $E = (m - m_0)\ c^2$ نحصل على:

$$E = m_0 c^2 \left(\frac{m}{m_0} - 1\right) \text{ or } E = E_0 \left(\frac{m}{m_0} - 1\right).$$

وهكذا فان:

$$\frac{m}{m_0}=1+\frac{E}{E_0}$$

حيث E هي الطاقة الحركية للبروتون = 1 MeV
وE_0 هي طاقة السكون للبروتون = 938 MeV

$$\left(\frac{m}{m_0}\right)_p=1+\frac{1}{938}$$
$$=1+0{\cdot}001067$$
$$=\underline{1{\cdot}001067}.$$

اما طاقة السكون للالكترون فهي 0.51 MeV وبذلك يكون:

$$\left(\frac{m}{m_0}\right)_e=1+\frac{1}{0{\cdot}51}$$
$$=1+1{\cdot}96$$
$$=\underline{2{\cdot}96}.$$

وهكذا يجب معاملة الالكترونات بطاقة 1 MeV نسبياً ولكن البروتونات بهذه الطاقة لاتحتاج.

18 - 6 في البيتاترون تكون سرعة الالكترون تقريباً C ولذلك فـان المسافـة الكلية المقـطوعة في زمن التعجيل (ربع دورة) هو: CT / 4 = Cπ / 2ω والعدد الكلي من الدورات هو:

$$N=\frac{c\pi/2\omega}{2\pi R}=\frac{c}{4\omega R}\text{ where }\omega=2\pi\times\text{(التردد)}$$
$$=\frac{3\times10^8}{8\pi\times50\times0{\cdot}75}=3{\cdot}1\times10^5$$

وبمان الالكترونات يجب ان تعامل نسبياً، فالزخم لدينا يكون (E / c)، حيث ان E هي الطاقـة النهائية المطلوبة، اي ان $mv=E/c$ ولكن $\frac{mv^2}{R}=Bev$ ، و $mv=BeR$ أو $E=BeRc$

$$E=\frac{0{\cdot}4\times1{\cdot}6\times10^{-19}\times0{\cdot}75\times3\times10^8}{1{\cdot}6\times10^{-13}}\text{MeV}$$
$$=\underline{91\text{ MeV}}.$$

وهكذا فان معدل الطاقة في الدورة الواحدة: $\frac{91\times10^6}{3{\cdot}1\times10^5}=\underline{294\text{ eV}}.$

18 - 7 ان الكتلة المكافئة للبروتون هي : 10GeV + كتلة السكون

$$
\begin{aligned}
&= 10{\cdot}938 \text{ GeV} \\
&= 11{\cdot}75 \text{ m}_u \\
&= 11{\cdot}75 \times 1{\cdot}66 \times 10^{-27} \text{ kg} \\
&= 1{\cdot}95 \times 10^{-26} \text{ kg.}
\end{aligned}
$$

والان

$$mv = BeR$$

$$R = \frac{mv}{Be} = \frac{1{\cdot}95 \times 10^{-26} \times 3 \times 10^{8}}{1{\cdot}5 \times 1{\cdot}6 \times 10^{-19}}$$

$$= \frac{5{\cdot}85}{3{\cdot}25} \times 10$$

$$= 1{\cdot}8 \times 10$$

$$= \underline{18 \text{ m.}}$$

الفصل 19

النماذج النووية

19 - 1 مقدمة:

عندما تقارن معرفتنا عن التركيب النووي بتلك عن التركيب الذري (الالكتروني) يصبح جلياً ان الفيزيائي التجريبي قد سبق بكثير الفيزيائي النظري. وان حجم النواة الصغير (اقل من 10 فرمي) وفي الحقيقة لاتظهر القوى المعنية في اي مكان آخر، مما يجعل الاقتراب النظري للتركيب النووي اكثر صعوبة من الاقتراب النظري للتركيب الذري. اضافة الى هذا لايوجد مجال مركزي للقوة داخل النواة مماثل للمجال المركزي للقوة المؤثرة على الالكترونات مجهزة من الشحنة الموجبة في النواة.

توجد هناك عدة حقائق معزولة سوف تحتاج الى شرح عندما نعتبر تفاصيل التركيب النووي.

لماذا تبعث النوى جسيمات (α) وجسيمات (β^-) عندما يكون معروفاً انها تحتوي بروتونات ونيوترونات فقط؟ يجب ان نتذكر ان جسيمات β^- لاتكون دائماً الكترونات مدارية ولكنها بعض الاحيان تخرج من النواة. لماذا تكون طاقة الترابط للنوية الواحدة ثابتة تقريباً؟ ولماذا تكون النوى 4n على الخصوص مستقرة كما موضحة في الشكل (14 - 3)؟ كيف نشرح وجود الحالات المتهيجة وقاعدة كايكر ـ نوتال؟ ويوجد هناك عدة حقائق مسلم بها اخرى مرتبطة مع تنظيم النوويات التي يجب ان تشرح نظرياً.

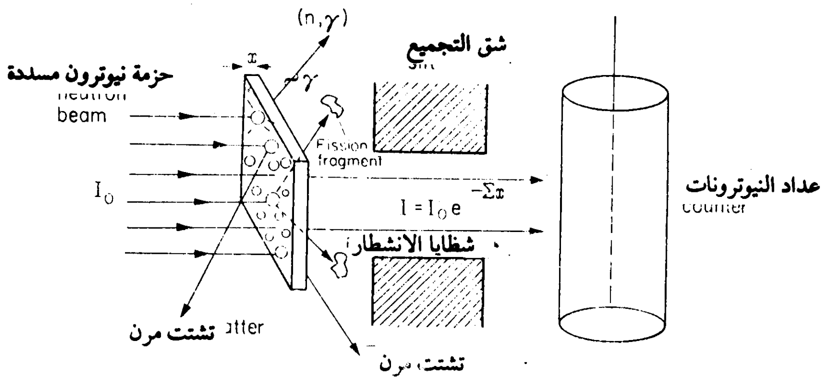
19 - 2 المقاطع العرضية للنيوترون وأنصاف الاقطار النووية

اللمحات الأولى عن تركيب الذرة بأكملها جاءت من تجارب جس الذرة بواسطة جسيمات (α)، فان البحث عن تركيب النواة ايضا يدعو لاستعمال تجارب الجس. وبما ان النيوترون صغير جداً ومتعادل كهربائياً لذلك فقد استعمل كثيراً كجسيمة قاصفة في تجارب التشتت التي جهزت كميات كبيرة من المعلومات التجريبية عن النواة.

فاذا خففت الشدة الابتدائية I_0 لحزمة من النيوترونات بواسطة صفيحة من مادة سمكها x الى I، يحصل لدينا تجريبياً، لاحظ الشكل 19 - 1

$$I = I_0 e^{-\Sigma x}$$

حيث Σ هي معامل الامتصاص الخطي. وهذا هو قانون الامتصاص اللوغاريمتي الاعتيادي. ان المعادلة اعلاه تتطلب ان Σ يجب ان تمتلك ابعاد من (L^{-1}) ووحداتها تكون لذلك (M^{-1}). يتوقع المرء ان Σ يجب ان تتناسب مع عدد النوى في وحدة الحجوم في المصاص N_v ولذلك فان $\Sigma = \sigma N_v$ حيث σ هي ثابتة ولها ابعاد المساحة، لان ابعاد N_v هي L^{-3}. نحن نفسر σ لتكون مساحة الاصطدام في النواة او المقطع العرضي للنيوترون في نوى المصاص. في بعض الاحيان يدعى المقطع العرضي المجهري للمادة. انها تعتمد على نوع وطاقة الجسيمة القاصفة، وتكون لذلك فقط ثابتة للمادة لجسيمة معينة خلال مدى ضيق من الطاقة.



الشكل 19 - 1

مبدأ قياس اختراق المقطع العرضي الكلي. النيوترونات المتفاعلة مع النوى في الشريحة لا تصل الكاشف. اجري تصحيح لزوايا التشتت الصغيرة.

والان، فوحدة الحجوم من مادة كثافتها ρ تحتوي على $N_A \rho / A$ ذرة. حيث (N_A) هي عدد افوكادرو، و (A) هو الوزن الجزيئي للذرات الماصة. وهكذا:

$$N_v = \frac{N_A}{A}\rho \quad و \quad \Sigma = \sigma \frac{N_A}{A}\rho.$$

ان الوحدة المستعملة لـ (σ) هي مساحة تساوي (10^{-28} m^2). وتسمى هذه الوحدة (بارن barn) وهي دائماً اكبر من مساحة المقطع العرضي للنواة:

ولذلك يكون لدينا:

$$\Sigma = \sigma \times \frac{6{\cdot}02 \times 10^{26}}{A}\rho$$

او تقريباً:

$$\Sigma = 0{\cdot}06 \frac{\sigma\rho}{A}\ \mathrm{m}^{-1}$$

(بوحدات النظام العالمي،) حيث σ هي بالبارن و A هي عدد الكتلة الذرية ولو ان وحدات Σ هي مقلوب الطول، الا إنها غالباً ماتسمى المقطع العرضي العياني لانها تقابل المقطع العرضي للاصطدام الكلي في وحدة حجم المصاص. من العلاقة اعلاه يمكن حسابها بسهولة اذا كان المقطع العرضي المجهري معروفاً.

يمكننا الان كتابة معادلة الامتصاص بالصيغة $I = I_0 e^{-\sigma N_v x}$ التي تعطي $I = I_0 e^{-\sigma N_a}$ بوضع $N_v\, x = N_a$ حيث N_a هو عدد ذرات الهدف في وحدة مساحة المصاص.

وبكتابة $\Sigma = (1/\lambda)$، حيث λ تمتلك ابعاد الطول، نحصل على المعادلة: $I = I_0 e^{-x/\lambda}$ حيث يمكن ان توضح بالتكامل ان λ هي متوسط المسار الحر للنيوترونات في مادة الهدف وهكذا كانت شدة الحزمة بعد مرورها خلال سمك x هي I وانتقال اضافي (dx) ينتج تغييراً (dI) لذلك يكون طول مسار

النيوترونات الذي يعطي هذا التغيير (dI) هو (xdI) والطول الكلي لمسار جميع النيوترونات يكون $\int_{I_0}^{0} x dI$ فيكون معدل طول المسار للنيوترون الواحد لذلك:

$$\lambda = \frac{\int_{I_0}^{0} x dI}{\int_{I_0}^{0} dI}$$

$$= \frac{\int_0^{\infty} x I_0 (-\Sigma) e^{-\Sigma x} dx}{I_0} \text{ from } I = I_0 e^{-\Sigma x} \text{ and } \int_{I_0}^{0} dI = I_0$$

$$= -\Sigma \int_0^{\infty} x e^{-\Sigma x} dx$$

$$= \frac{1}{\Sigma}$$ (التكامل بالتجزئة)

ومن هنا $(1/\Sigma) = \lambda$ تكون معدل طول المسار للنيوترون او متوسط المسار الحر، وهذا يمكن كتابته اذاً:

$$\lambda = \frac{A}{\sigma N_A \rho}$$

$$= \frac{A}{0{\cdot}06 \sigma \rho}$$

حيث ان σ هي بوحدات البارن
وهكذا لعنصر البريليوم: $A = 9, \sigma = 0{\cdot}10$ barns, $\rho = 1{\cdot}847 \times 10^3$ kg/m^3

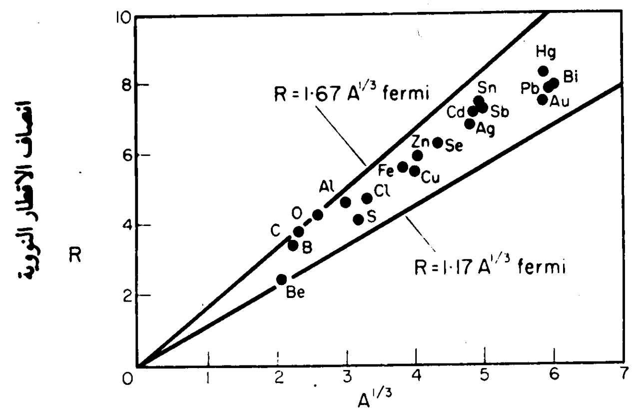
لقد تم في الشكل 19 - 1 توضيح مبادىء قياسات المقاطع العرضية للنيوترون. ومن $I = I_0 e^{-\Sigma x}$ لدينا $\ln I = \ln I_0 - \Sigma x$ و Σ يمكن لذلك ان توجد بقياس شدة الحزمة في العداد مع وبدون اهداف. وبرسم ln I ضد x لسمك عدة رقائق فانه يعطي Σ بيانياً ومن ثم σ. في هذه التجربة يجب ان تتم السيطرة بعناية على طاقة الحزمة وعلى هندستها.

ان حزمة مسددة من النيوترونات يمكن لذلك ان تستعمل لقياس المقاطع العرضية النيوترونية للعناصر، فقد وجد انه عندما تكون مع كتلة ذرية A تكون هناك علاقة خطية مرتبطة بين نصف القطر النووي R الذي نحصل عليه بوضع $\sigma = 2\pi R^2$* والجذر التكعيبي لـ A. وهكذا فان $R = R_0 A^{1/3}$ كما موضح في الشكل 19 - 2، حيث ان الوحدة المستعملة للمقطع العرضي تكون البارن. وتختلف المقاطع العرضية النيوترونية كثيراً مع طاقة الحزمة النيوترونية كما موضح في الشكل 19 - 3. فاذا نحن نعبر عن انصاف الاقطار في وحدات النظام العالمي نجد ان $R_0 = 1{\cdot}3$ to $1{\cdot}4$ fm للمقاطع العرضية

* للنيوترونات السريعة تقيس التجربة المقطع العرضي الكلي $\sigma_T = 2\pi R^2$، ويقسم بالتساوي بين الامتصاص والتشتت اي ان: $\sigma_T = \sigma_A + \sigma_S$

للنيوترون، واختلاف R يعتمد على اسلوب قياس σ. ان القيمة المضبوطة لـ R_0 ليست مهمة بالنسبة لنا لكن المعادلة $R = R_0 A^{\frac{1}{3}}$ تنطوي على ان الكثافة لجميع النوى تكون ثابتة، لان:

$$\rho \propto \frac{A}{V} \propto \frac{A}{R^3} \propto \frac{A}{R_0^3 A} \propto R_0^{-3}$$

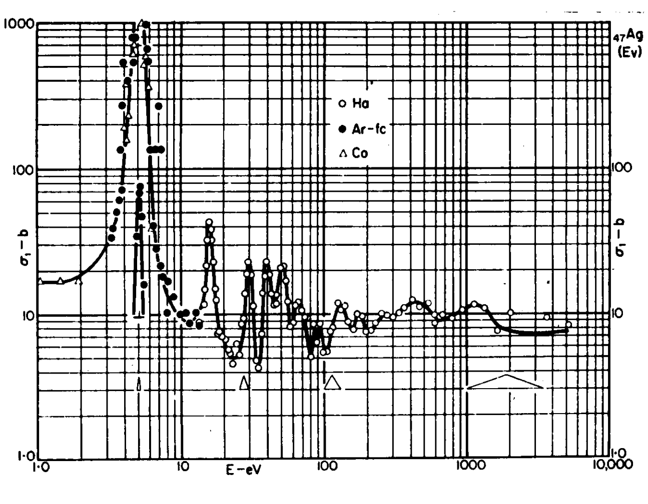


الشكل 19 - 2

اعتماد انصاف الاقطار النووية على $A^{1/3}$.

أي ان ρ = a قيمة ثابتة لاتعتمد على A، اذا كانت R_0 ثابتة، وكمثال نأخذ حالـة $_{13}^{27}Al$ ونضع $R_0 = 1.33$ fm، كمعدل تقريبي. ولذلك يكون لنواة الالمنيوم:

$$R = 1{\cdot}33 \times 27^{\frac{1}{3}} \text{ fm}$$
$$= 4{\cdot}0 \text{ fm.}$$



الشكل 19 - 3

المقطع العرضي الكلي للنيوترون في الفضة في منطقة الطاقة الواطئة (مأخوذة من الفيزياء النووية من قبل آيـ. كابلان، 1963، اديسون وايسلي، ريدنك، ماس).

ولنعتبر الآن نواة منفردة من $_{13}^{27}Al$ حيث تستعمل $1\ mu = 1.66 \times 10^{-27}\ kg$ نجد ان الكثافة:

$$\frac{M}{V} = \frac{1.66 \times 10^{-27} \times 27}{\frac{4}{3}\pi(4.0)^3 \times 10^{-45}}\ kg/m^3$$
$$\doteqdot 10^{17}\ kg/m^3.$$

ولذلك فان النواة بالحقيقة كثيفة جداً وان جميع النوى تمتلك هذه القيمة الثابتة للكثافة. ان الفيزيائي النووي يستعمل هذه الحقيقة ليصف النواة بدلالة نموذج ما. ولقد سبق ان شاهدنا كيف ان الفيزيائي الذري يستعمل بدوره نموذج ذرة بور، ونموذج المتجه ونموذج الميكانيك الموجي للذرة ليشرح الجوانب المختلفة من الخواص الالكترونية للذرة. وباسلوب مماثل يستعمل الفيزيائي النووي نماذج ايضاً ليحاول ان يشرح تصرف النواة في التجارب النووية التي يجريها وقبل ان نناقش نموذج معين للنواة يجب ان ننوه ان هناك عدة طرق اخرى لقياس حجوم النواة. وطريقة مهمة هي تشتت الالكترونات السريعة من النوى بسبب تفاعل كولوم بين الالكترونات والشحنة النووية الموجبة بخلاف التفاعل بين النيوترونات والنواة، وهكذا بعكس تجارب التشتت النيوتروني تعطي تجارب الالكترون معلومات حول توزيع الشحنة الموجبة داخل النواة. وان انصاف الاقطار الالكترونية وانصاف الاقطار النيوترونية للنواة تكون مختلفة قليلاً لذلك، اذ ان الاول اقل من الاخير بعض الشيء.

19 - 3 نموذج قطرة السائل

لقد اقترح بور ذلك لان كل المقادير من سائل معين تمتلك نفس الكثافة تحت نفس الظروف ولذلك فقد يكون مفيداً ان تقارن خصائص النواة مع خصائص قطرة سائل، حيث توجد هناك عدة تشابهات مثل:

1) الكثافة ثابتة ولاتعتمد على الحجم.

2) الحرارة الكامنة للتبخر ثابتة وتقابل طاقة الترابط للنوية الواحدة الثابتة.

3) تبخر القطرة، يقابل الخصائص الاشعاعية للنواة، والاهتزازات الحرارية الداخلية لجزيئات القطرة تقابل طاقة النواة.

4) تكاثف القطرات يقابل تكون النواة المركبة، وامتصاص الجسيمات القاصفة.

أمن الممكن ان تمتد هذه الفكرة الى وصف كمي اكثر للنواة؟ فمثلاً، في قطرة من سائل تكون الجزيئات فقط متأثرة بجاراتها القريبات ـ وهذا هو أساس نظرية لابلاس الجزيئية. يمكن ان يكون هذا صحيحاً ايضا للنواة حيث ان القوى نوية ـ نوية يمكن ان تكون قوى ذات مدى قصير ومنطقة تأثيرها محدودة. اضافة ـ هل سيكون ممكناً ان ندخل تأثيرات الشد السطحي في النواة؟ ان جزيئات السطح في قطرة سائل كروية ليست مرتبطة بقوة مثل الجزيئات الداخلية، هل سيكون هذا صحيحاً ايضاً بالنسبة للنويات السحطية في النواة؟ وباستعمال هذه الافكار يحتمل ان يكون بالامكان حساب الكتلة / الطاقة لنواة من معلوماتها الفيزيائية N,Z,A حيث تتوفر الان كتل مضبوطة لغاية ستة ارقام عشرية، لاحظ الملحق F، من المطياف الكتلي كي يمكن تحقيق المعادلة التجريبية بسهولة.

لقد رأينا سابقاً ان الكتلة لنواة هي ليست بالضبط مساوية لمجموع إضافات كتل نوياتها المنفصلة، حيث ان الفرق يكون مساوياً لطاقة ترابط النواة. فهل يمكن ان تحسب الطاقة الترابطية في النواة باستعمال التشبيه بقطرة السائل التي وصفت تواً بالتقريب نكتب لكتلة نواة ما :

$$^{A}_{Z}M = Z\ M_p + (A - Z)\ M_n$$

ولكن بدقة اكثر يمكن كتابة المعادلة :

$$^{A}_{Z}M = Z\ M_p + (A - Z)\ M_n - B$$

حيث B هي الطاقة الترابطية للنواة، ومن هنا ينتج :

$$B = ZM_p + (A - Z)\ M_n - {}^{A}_{Z}M$$

كما لاحظنا سابقا بان الطاقة الترابطية للنوية الواحدة او (B / A) تكون ثابتة نوعا ما بعد (Z = 10).

دعنا نستعمل الآن نموذج قطرة السائل ولنعتبر العوامل التي تساهم في هذه الطاقة الترابطية.

1) اذا كانت هناك قوى تجاذبية قصيرة المدى بحيث ان الطاقة الترابطية للنوية الواحدة تكون ثابتة، وبما ان الكثافة تكون ثابتة ايضا، فاننا يجب ان نتوقع هذه المساهمة للطاقة الترابطية ان تكون متناسبة مع العدد الكلي للنويات الموجودة اي الى العدد الذري الكتلي A، لان كل نوية تساهم بنفس الطاقة الترابطية وهكذا فان المساهمة الاولى هي $(+a_1A)$، حيث a_1 تكون ثابتة والاشارة الموجبة تشير الى التأثير الترابطي للقوى التجاذبية.

2) بما ان (Z) من البروتونات في النواة وهي موجبة الشحنة فانها تتنافر مع بعضها حسب قانون كولوم فانها تعارض القوى الترابطية بقوة تنافر الكتروستاتية. ولذلك يكون العامل المساهم الثاني حداً تنافرياً يعتمد على الطاقة الكامنة للبروتونات في النواة، وتتناسب مع $(Z^2 e^2 / R)$ وبما ان $R = R_0 A^{1/3}$ فان الحد الثاني يكون $(- a_2 Z^2 A^{-1/3})$ حيث a_2 تكون ثابتة.

3) ان الحد الثالث يأتي من نموذج قطرة السائل مباشرة، حيث ان المناقشة الناتجة في (1) للقوى التجاذبية تفرض ان جميع النويات تكون منجذبة بالتساوي في كل الاتجاهات فانها ليست كذلك للنويات السطحية. وهذه تكون ضعيفة التماسك سوية من الداخل (مكافئة للشد السطحي في القطرة) وبذلك فالطاقة الترابطية الممثلة بالحد الاول يجب ان تنقص بكمية تتناسب مع طاقة السطح للنواة التي بدورها تعتمد على المساحة السطحية للنواة الكروية.

$$\text{i.e.} \propto R^2 \propto R_0^2 A^{\frac{2}{3}} = -a_3\ A^{\frac{2}{3}}$$

حيث تكون a_3 الثابت الثالث، والاشارة السالبة تمثل حقيقة ان الحد الاول يبالغ بالقوى التجاذبية للنويات السطحية.

4) الحد الرابع كان اصلاً يعود الى فرمي وهو حد توزيعي ادخل ليأخذ بالحسبان حقيقة ان الاستقرار في النوى يعتمد على توزيع النيوترون ـ بروتون من بين النويات لـ A و Z معلومتان. لقد طور فرمي معادلة لهذا التأثير على الطاقة الترابطية :

$$-a_4 \frac{\left(Z - \frac{A}{2}\right)^2}{A}.$$

وهذا حد مضعف بسبب وجود نيوترونات اضافية اكثر من البروتونات في النواة، وعندما تكون A = 2Z يكون هذا الحد صفراً ويزداد بزيادة (A)، لاحظ الشكل [14 - 1(a)].

5) واخيراً، لاحتساب حقيقة ان النوى تمتلك خصائص استقرار مختلفة بحسب مواصفات نوياتها فردي - زوجي، ويوجد هناك حد مصحح تجريبي صغير (δ) الذي يدخل ليسمح باظهار حقيقة ان النوى زوجي - زوجي تكون اكثر مستقرة من النوى فردي - فردي - اي ان نقول ان النواة زوجي - زوجي تمتلك طاقة اقل من النواة فردي - فردي والنواة زوجي - فردي تمتلك طاقة متوسطة بينهما. ان هيئة الحد δ تكون:

$$\left.\begin{aligned}\delta = 0 \text{ for } N \text{ even, } Z \text{ odd}\\ N \text{ odd, } Z \text{ even}\end{aligned}\right\} A \text{ odd}$$

$$= +\frac{a_5}{A^{3/4}} \text{ for } N \text{ even, } Z \text{ even, } A \text{ even}$$

$$= -\frac{a_5}{A^{3/4}} \text{ for } N \text{ odd, } Z \text{ odd, } A \text{ even,}$$

حيث a_5 تكون ثابتة ومساوية الى 33.6 MeV أو 0.036 mu وبأدخال الثوابت الخمسة المنفصلة يمكن الان كتابة الطاقة الترابطية كما يلي:

$$B = a_1 A - a_2 Z^2 A^{-1/3} - a_3 A^{2/3} - a_4 \frac{\left(Z - \frac{1}{2}A\right)^2}{A} + \delta.$$

حيث يمكن ايجاد هذه الثوابت بمطابقة المعادلة الى المعلومات التجريبية، ولو ان a_2 يمكن ان توجد من حساب طاقة التنافر الالكتروستاتية لبروتون منفصل بفرض ان النواة تكون كرة مشحونة بانتظام. وقيمتها المحسوبة تكون (0.7103 MeV). وان احسن قيم للثوابت $a_1 = 15.753$, $a_3 = 17.80$, و $a_4 = 94.77$ و $a_5 = 33.6$ وجميعها معطاة بوحدات (MeV)، ويمكن كتابة طاقة الترابط كما يلي:

$$B = 15{\cdot}753\, A - 0{\cdot}7103\, Z^2 A^{-1/3} - 17{\cdot}80\, A^{2/3} - 94{\cdot}77 \frac{\left(Z - \frac{1}{2}A\right)^2}{A} + \delta \text{ MeV}$$

حيث ان δ معروفة اعلاه

وتكون الطاقة الترابطية للنوية ($\bar{B}$):

$$\bar{B} = \frac{B}{A} = 15{\cdot}753 - 0{\cdot}7103\, Z^2 A^{-4/3} - 17{\cdot}80 A^{-1/3} - 94{\cdot}77 \frac{(Z - \frac{1}{2}A)^2}{A^2} + \delta A^{-1}$$

بوحدات (MeV)، التي هي معادلة المنحني في الشكل 14 - 3 وتكون كتلة النويدة $({}_Z{}^{A}M) = ZM_H + (A - Z)M_n - B$، وباستعمال الكتل المعروفة لذرة الهيدروجين والنيوترون، سوية مع قيمة B المحولة لوحدات الكتلة الذرية، تصبح المعادلة العددية لـ ${}_Z{}^{A}M$:

$${}^{A}_{Z}M = 0{\cdot}99175A - 0{\cdot}000840Z + 0{\cdot}019114A^{2/3} + 0{\cdot}0007626Z^2$$
$$A^{-1/3} + 0{\cdot}101750\,(Z - \tfrac{1}{2}A)^2 A^{-1} - \delta\ \mathrm{m_u}.$$

حيث O او $\delta = \pm (0.036 / A^{3/4})$ كما معرفة اعلاه. كل هذه المعاملات مستندة الى مقياس C^{12}.

هذه المعادلة يمكن ان تختبر للتطابق مع قيم المطياف الكتلي لايجاد كتلة اية نويدة بادخال القيم الملائمة من Z و A، ولو ان فحصاً اكثر واقعية هو ان تقارن قيم B المحسوبة مع القيم التجريبية. وهذه تتفق تقريباً كما موضح في الجدول 19 - 1، لاحظ ايضاً ان قيمة طاقة الترابط للنوية الواحدة تكون ثابتة تقريباً.

ان النجاحات لنموذج قطرة السائل لاتحاكم كلياً على حساب الكتل الذرية والطاقات الترابطية التي يمكن ان تعمل بدرجة مقبولة من الدقة، ولكن بالتنبؤ عن خصائص انبعاث α , β^- ايضا باستعمال معادلة الكتلة. وهكذا فانه ممكن ان نوضح لماذا $_{92}^{238}U$ هو باعث α وليس باعث β^- ولحساب طاقة الانبعاث. فلأنبعاث β^- من $_{92}^{238}U$ لدينا: $_{92}^{238}U \rightarrow {}_{93}^{238}Np + {}_{-1}^{0}e\ (\beta^-)$، وبأدخال القيم الملائمة لكل من A و Z في المعادلة لـ $_Z^AM$ نجد ان: $_{92}^{238}M < {}_{93}^{238}M$ بحوالي (0.00005 mu) ولذلك فان انبعاث β^- يكون مستحيلاً. اما في حالة الانبعاث $_{92}^{238}U \rightarrow {}_{90}^{234}Th + {}_{2}^{4}He\ (\alpha)$ ؛ نجد بالتعويض عن قيم A و Z في المعادلة لـ $_Z^AM$ ان: $_{92}^{238}M > {}_{90}^{234}M + {}_{2}^{4}He$ بحوالي (0.004mu) او (3.8 MeV)، موضحاً ان انبعاث (α) يكون ممكناً. وهذه النتيجة تقارن بصورة مقبولة وجيدة مع القيمة التجريبية (4.18 MeV)، ويوضح فائدة معادلة الكتلة في التنبؤ بخصائص النوى المشعة.

ربما يكون النجاح الاكثر اهمية لنموذج قطرة السائل في شرح الانشطار النووي، كما سنرى في الفصل 24، اذ سيكون ممكناً التنبؤ لماذا $_{92}^{235}U$ وليس $_{92}^{238}U$ يكون قابلاً للانشطار بالنيوترونات البطيئة وتتنبأ ايضاً بعتبة الانشطار السريع لـ $_{92}^{238}U$، كما موضح في الشكل 22 - 1.

19 - 4 نموذج القشرة النووية

لقد اعلمتنا الفيزياء الحديثة اكثر بكثير حول الالكترونات في الذرة مما هو حول النواة. ونحن نمتلك نموذج القشرة الذرية الناجح جداً للالكترونات والترددات للخطوط الطيفية التي يمكن حسابها بدقة جيدة. ان جهدي الرنين والتأين يمكن ايضا التنبؤ بهما ولذلك يكون معقولاً جداً ان نسأل فيما اذا كان نموذج القشرة يمكن ان يطور للنواة ام لا. هل يمكن للنويات ان تكون موجودة في ترتيب جيد بقشرات نووية مسيطر عليها كمياً؟ هل يوجد اي دليل لتجمع النويات في قشرات؟ هل تتمكن الاعداد الكمية لـ n,l,s,j ان تطبق على النواة؟

ان التماثل يكون مغرياً لان نعمل مسحاً للدراسات في الفيزياء النووية ونركب جميع الخصائص المقاسة في النواة. مثلاً، اذا اعتبرنا خاصية الاستقرار، نحن نعرف ان النويدات 4n تكون مستقرة تقريباً - جسيمات α نفسها تمتلك اربع نويات هل هذا يعني ان انغلاق قشرة نووية، يكون بنفس الطريقة كالقشرات الالكترونية للعناصر He،Ne،Ar و Kr في $A = 4$؟

هل هناك بعض القواعد العددية المطابقة لقاعدة القشرة الكترونية في 2، 8، 18، الخ، لانغلاق القشرات النووية؟ لقد كان هناك قليل من الادلة لهذا في الثلاثينات من القرن العشرين، ولكن معلومات تجريبية قد تراكمت منذ ذلك الحين لصالح التركيب القشري للنواة مستنداً على الحقيقة ان النوى التي لها قيم معينة من N او Z تبدو على الاخص مستقرة مقارنة مع جاراتها القريبة.

ان بعض هذه الادلة قد جمعت ادناه.

1) الهيليوم — 4 $(Z = 2, N = 2)$، والاوكسجين - 16 $(Z = 8, N = 8)$ تكون خصوصاً مستقرة، كما

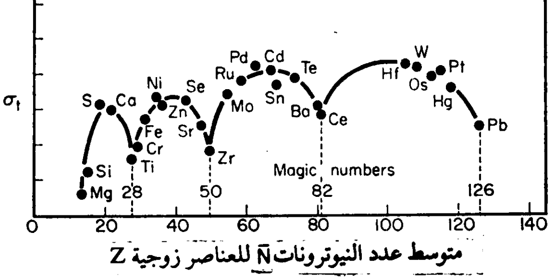
الجدول 19 — 1
مقارنة للقيم المحسوبة والمقاسة لـ $\bar{B}$ (MeV)

Nuclide	($\bar{B}$) calc. MeV	($\bar{B}$) measd. MeV
$^{17}_{8}O$	8·11	7·75
$^{27}_{13}Al$	8·42	8·33
$^{32}_{16}S$	8·58	8·50
$^{55}_{25}Mn$	8·74	8·75
$^{63}_{29}Cu$	8·75	8·75
^{98}Mo	8·62	8·63
$^{127}_{53}I$	8·37	8·43
$^{195}_{78}Pt$	7·90	7·92
$^{238}_{92}U$	7·56	7·58
$^{245}_{97}Bk$	7·54	7·52

يمكن مشاهدته من منحني الطاقة الترابطية (الشكل 14 - 3، تشير الاعداد 8,2 الى الاستقرار.

2) ان المجموعة الكبرى لمتعادلات النيوترونات (N ثابتة) ولذلك فان اكثرها استقراراً يكون في N = 82 والتي تليها هي في N = 50 و N = 20، ولذلك فان اعداد النيوترونات (20) و (50) و (80) تشير الى استقرارية خاصة.

3) يمتلك القصدير Sn_{50}، عشرة نظائر مستقرة، اكثر من اي عنصر آخر، بينما $_{20}Ca$ يمتلك ستة نظائر مستقرة، وهذا يوضح ان العناصر التي يكون فيها Z = 50 و Z =20 تكون اكثر استقراراً من الاعتيادية.



متوسط عدد النيوترونات $\bar{N}$ للعناصر زوجية Z

الشكل 19 - 4
امتصاص النيوترون للنوى التي فيها Z زوجي مبيناً الاعداد السحرية 82,50,28 و 126.
(مأخوذة من بحث من قبل ابج روز، مجلة الطاقة النووية، 4,5 (1957).).

4) ان المتسلسلات المشعة الرئيسية الثلاث جميعها تنحل الى $_{82}Pb$ (لاحظ الفصل 15) والنظير $_{82}^{208}Pb$ الذي فيه Z = 82 و N = 126 تكون اكثر نظائر الرصاص استقراراً.

5) لقد وجد ان بعض النظائر تكون باعثة للنيوترونات بصورة تلقائية، عندما تتهيج فوق الطاقة الترابطية للنوية بأن يسبقها انحلال β^-. وهذه هي:

$_{54}^{137}Xe$, $_{36}^{87}Kr$ و $_{8}^{17}O$ التي فيها: N = 9,51,83 ويمكن كتابتها كما يلي: 1 + 82 and, 1 + 50, 1 + 8

فاذا نحن فسرنا هذا النيوترون المربوط بصورة ضعيفة كنيوترون (التكافؤ) فان النيوترونات رقم (8) و (50) و (82) تمثل استقراراً اكبر من الاعداد الاخرى للنيوترونات. فمثلاً النويدة $_{36}^{87}Kr$ التي فيها (N = 51) باعثة للنيوترونات لان (N = 50) يكون توزيع النيوترونات فيها مستقراً او تكون قشرة نووية مغلقة من هذا ومن الادلة المتجمعة الاخرى فان الاعداد 82,50,20,8,2 و (126) لاي من Z أو N تبدو انها مرافقة لاستقرار نووي عالي وهي تسمى «اعداد سحرية» وتقابل قشرات مغلقة.

وهناك كمية كبيرة من الادلة التجريبية لان تكون الاعداد ,82, 50,20,8,2 و 126 مفضلة خصوصاً عندما تدرس التغييرات في الخصائص النووية مع زيادة A. ويوجد هناك ايضاً كثير من الادلة المساندة من المقاطع العرضية للنيوترونات السريعة والبطيئة، كما موضح في الشكل 19 - 4، التي تحدث فيها تغييرات مفاجئة في هذه الاعداد، مبينة ان هذه النوى تكون مستقرة خصوصاً بالمقارنة مع جاراتها القريبات. وبتعبير عام، تظهر الرسوم البيانية لعدة خصائص نووية ضد (Z) أو (N) ذروات متميزة، او نقاط انعطاف في هذه الاعداد المتميزة (وليست مختلفة عن الادلة في النظام الدوري للعناصر).

ان الاعداد السحرية يمكن التنبؤ بها نظرياً باستعمال المزدوجات الممكنة (L),(S)، و (jj) كما في اشتقاق حالات الطاقة الذرية. دعنا نعتبر العدد الكمي للزخم الزاوي المداري للنوية (l)، بحيث ان l = 0,1,2,.. يمكن ان ترسم قشرات مغلوقة في 82,50,20,8,2 و (126). ولنأخذ حالة المزدوج المداري فقط، فقد لوحظ انه من المحتمل ان تكون القشرات مغلوقة في اعداد النويات من المعادلة $2(2l + 1)$ بروتونات او نيوترونات لـ l = 0,1,2,...، كما هو موضح في الجدول 19 - 2 لكنه يكون ظاهراً اذاً ان الاعداد السحرية العالية لايمكن الحصول عليها من هذه المعادلة البسيطة.

ان الاعداد السحرية العالية يمكن، على كل حال، التنبؤ بها باستعمال نموذج للنواة، الذي تمتلك فيه كل نوية زخماً زاوياً (2π) / $(1 / 2h)$ بسبب البرم وزخماً زاوياً مدارياً $(lh / 2\pi)$. وهذه مجتمعة تعطي زخماً زاوياً كلياً $(j = l \pm (1/2))$ بحذف الحد $(h / 2\pi)$. وطبقاً لمبدأ باولي $(2j + 1)$ نوية يمكن ان تمتلك زخماً زاوياً (j) في نواة معينة. وباستعمال هذه الفرضيات، يمكن ان نتقدم خلال العناصر لنملأ مستويات الطاقة النووية المتعاقبة بالنويات وان نتنبأ بالاعداد السحرية التي تقابل مستويات الطاقة الكاملة او قشرات في داخل النواة. وهذا يناظر تقريباً الطريقة التي تكونت فيها القشرات الالكترونية في الذرة ومتصلة بالنظام الدوري للعناصر كما وصفت في الفصل 10.

بما ان القوى النووية لازالت حتى الان غير معروفة فنحن لانتمكن من حساب المجال الجهدي، لكنه يكون معقولاً ان نفرض انها ثابتة تقريباً داخل النواة وتتغير بسرعة قرب الحافات. وكتقريب اولي تحسب مستويات الطاقة لمتذبذب في مجال جهد قطعي مكافىء حيث يمكن ان نرى من الشكل 19 - 5 كيف يقود هذا الى الاعداد السحرية الثلاث الاولى (2),(8) و (20). ففي الوقت الذي تكبر فيه الذرة بحيث ان المستويات المقابلة الى n = 4 تصبح مشغولة، يتغير المجال الجهدي ويصبح اكثر اقتراباً من بئر مستطيل الشكل. وهذا يمتلك تأثير في الزيادة العظيمة في طاقة الازدواج لأعلى مستويات (j)، وهكذا تصبح اكثر اقتراباً بالمشاركة مع المستويات الاوطأ التي تليه. وهكذا فان المستوي عند n = 5 ,j = 9 / 2، يحتوي

عشر نويات فتصبح مشتركة مع المستوي n = 4 فتعطي عدداً سحرياً آخر في (50) وبالمثل في (82) و (126). وان كل تغيير من هذا النوع يقابل انخفاض المستوي الى مستوي اقل من الطاقة.

المذبذب n	العدد الكمي الدوراني l	الزخم الزواي $j = l \pm \frac{1}{2}$	عدد النويات في المستوى $2j+1$	العدد الكلي للنويات في القوه
1	0	1/2	2	2
2	1	3/2	4	
		1/2	2	8
3	2	5/2	6	
		3/2	4	
	0	1/2	2	20
4	3	7/2	8	28
		5/2	6	
	1	3/2	4	
		1/2	2	
5	4	9/2	10	50
		7/2	8	
	2	5/2	6	
		3/2	4	
	0	1/2	2	
6	5	11/2	12	82
		9/2	10	
	3	7/2	8	
		5/2	6	
	1	3/2	4	
		1/2	2	
7	6	13/2	14	126
		11/2	12	
	4	9/2	10	
		7/2	8	
	2	5/2	6	
		3/2	4	
	0	1/2	2	

الشكل 19 - 5

اشتقاق الاعداد السحرية من مزدوجة برم ـ مدار النيوكليونات. المستوى المقابل لـ n = 1 له مستوى طاقة ادنى.

ان زيادة انخفاض المستوي $(l + 1/2)$ نحو قيمة (n) الاوطأ كلما تزداد n، تكون معاكسة الى الحالة المقابلة في علم الطيف الذري. يمكن مع هذا التحوير التنبؤ بالاعداد السحرية المقابلة، فقد امتلك هذا النموذج البسيط نجاحاً منقطع النظير في التنبؤ عن البرم النووي والعزوم النووية المغناطيسية (لاحظ الجزء 8.9). ان مثل النموذج القشري، مثل نموذج قطرة السائل، غير ناضج، لكنه بالضرورة صحيح بالنسبة للمسائل المتضمنة ظواهر للنويات المنفردة.

19 - 5 النموذج الجماعي

في نموذج قطرة السائل تؤثر النويات بعضها على الاخر فقط في المدى القريب وتتفاعل بشدة مع جاراتها الاقرب بينها في نموذج القشرة، لاتتفاعل النويات مع بعضها الآخر على الاطلاق في اول تقريب.

وهكذا ففي قطرة السائل تعامل النويات احصائياً او جماعيا، وفي نموذج القشرة تكون معاملة النويات انفرادية.

ان سبب هذا التفسير الثنائي هو حقيقة ان كل نموذج يكون صحيحاً للعملية النووية التي يصفها. كما سنرى اخيراً، في الانشطار النووي، ان نموذج قطرة السائل يعطي تفسيراً جيداً للحقائق، موضحاً ان عملية الانشطار هي عملية جماعية. ومن ناحية اخرى فان التفاصيل لباعثات النيوترون المنفرد لايمكن ان تفسر بدلالة نموذج قطرة السائل. فمن الواضح ان كل منها يمتلك مجال فائدته واكثر حداثة، جرت محاولات لربط هذين الاثنين سوية لتؤلف نموذجاً يكون فيه الاثنان بارزان، ليمكن بذلك من تفسير معلومات نووية اكثر.

وهذا يسمى النموذج الجماعي، نسبة الى آجابور، وموتلسون (1953) وكما في حالة النموذج القشري فهو يفترض ان النويات لاتتفاعل مع بعضها كتقريب اول لكنها تتحرك في مجال جهدي مشوه، مقارنة مع المجال الكروي المتناظر كما استعمل في النموذج القشري، وان التشويهات تكون بسبب الحركة الجماعية للنويات كما في النموذج القشري، لكن تأكيداً اكثر قد اعطي الى الزخم الزاوي للقلب الداخلي من النيوترونات مما عليه في النموذج القشري. وان هذا الزخم الزاوي الذي يحكم شكل البئر الجهدي. وبصورة عامة، يوجد هناك ازدواج اقوى بين النويات الخارجية والداخلية مما عليه في النموذج القشري. لقد كان النموذج الجماعي ناجحاً في شرح العديد من التأثيرات ذات الرتبة الثانوية في التركيب النووي اضافة الى التنبؤ الناجح لبعض سمات الاطياف الجزيئية.

الجدول 19-2 تطور بسيط للاعداد السحرية 2, 8, 20

المستوى	l	$2(2l+1)$ العدد في القشرة	العدد الكلي للنويات في النواة
s	0	2	2
p	1	6	8
d	2	10	20
f	3	14	34
g	4	18	52

مسائل

(المسائل المؤشرة بنجمة قد تم حلها بصورة كاملة في نهاية الفصل)

19 - 1 استعمل معادلة الكتلة نصف ـ التجريبية لتحسب الطاقات الترابطية للنوية الواحدة من $^{15}_{7}N$، $^{16}_{8}O$ و $^{19}_{9}F$. خذ بنظر الاعتبار اية فروق موجودة.

الجواب: (7·65, 7·95 and 7·80 MeV)

19 - 2 بحساب الطاقات الترابطية للنيوترون الاخير في النويدات $^{207}_{82}Pb$ و $^{208}_{82}Pb$ و $^{209}_{82}Pb$. ناقش استعمال هذا كدليل للاعداد السحرية (82) و (126)؟

3 - 19 نويدة فيها (Z = 84), (A = 219) تكون مشعة. حدد فيما اذا تكون باعثة (α) او باعثة (β^-).
كرر هذا للنويدة (72, 170) وتأكد من نتائجك من الجدول؟

4 - 19 اياً من الخصائص التجريبية التالية للنوى يمكن ان تفسر (a) بنموذج قطرة السائل و (b) بنموذج القشرة للنواة؟
(i) كثافة النواة الثابتة تقريباً.
(ii) انقطاع الاتصال في منحيات طاقة الترابط النووية.
(iii) الخصائص التوزيعية للنظائر المستقرة.
(iv) الثبات التقريبي لطاقة الترابط للنوية الواحدة كلما تزداد (A).

5 - 19 ما المصادر الرئيسة للأدلة على وجود النويات في قشرات منفصلة؟
قارن اختلاف الطبيعة المدارية للنويات مع تلك للالكترونات في الذرات.

6 - 19 ما اهمية دراسة مايسمى «الاعداد السحرية» في الفيزياء النووية؟
الى اي حد يمكن تبرير هذه السمات للتصنيف النووي (a) تجريبياً و (b) تخمينياً؟
*7 - 19 ان جميع النويدات الفردية A تمتلك زخماً زاوياً للبرم النووي يعطى بالمعادلة

$I=\frac{2n+1}{2}\frac{h}{2\pi}$, where n = 0,1,2,... ، وان كل من الالكترون والبروتون والنيوترون يمتلك زخماً

برمياً زاوياً هو $\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$ برهن على استحالة وجود الكترونات الذرة كجسيمات داخل النواة.

8 - 19 من تنبؤات النموذج القشري لمستويات الطاقة النووية (الشكل 19 - 5) اوجد الحالات الارضية للنويدات:

الجواب: $^{15}_{7}N$, $^{17}_{8}O$ and $^{51}_{23}V$.
($f_{1/2}$, $d_{5/2}$ and $f_{7/2}$)

9 - 19 احسب الكتل الذرية للنظائر $_{17}{}^{35}Cl$ و $_{17}{}^{37}Cl$ من معادلة الكتلة نصف التجريبية. قارن مع القيم المقبولة لها على مقياس ^{12}C.

10 - 19 بين ان العدد السحري بعد 126 سيكون 184.

حلول لمسائل

7 - 19 اذا يكون هناك الكترونات في النواة بدلاً من النيوترونات يجب ان يكون لدينا (A) بروتونات لتعطي كتلة (A) و (A - Z) الكترونات لكي يكون صافي الشحنة الموجبة في النواة (A) - (A - Z) = Z، كما هو مطلوب، وهكذا تكون الجسيمات الكلية داخل النواة:

$$A+(A-Z)$$
$$=2A-Z.$$

وللنويدات الفردية A تتطلب Z فردية او Z زوجية .

الحالة (a) Z فردية، ثم 2A - Z تكون فردية ايضاً وبذلك سيكون برم A مضاعفات فردية لـ $(h / 2\pi)\frac{1}{2}$ كما هو مطلوب .

الحالة (b) زوجية، ثم 2A - Z تكون الان زوجية وان برم A يجب ان يكون O او اية مضاعفات زوجية $(h / 2\pi)\frac{1}{2}$ ، اي ان I = 0,1,2,... من الوحدات التي لاتكون موجودة في حالة النويدات الفردية A . من هنا لايمكن ان تكون الالكترونات والبروتونات جسيمات نووية سوية . للنموذج النووي الذي يحتوي Z بروتونات و (A - Z) نيوترونات يكون العدد الكلي من الجسيمات دائماً A كي يكون البرم النووي دائما فردياً لـ A الفردية . وزوجياً لـ A الزوجية بدلالة $(h / 2\pi)\frac{1}{2}$.

الفصل 20

النشاط الاشعاعي الاصطناعي

20 - 1 اكتشاف البوزيترون

ان العام 1930 لم يكن ملحوظاً فقط بسبب اكتشاف النيوترون من قبل جادويك وبسبب اول استعمال للقذائف النووية المنتجة صناعياً من قبل كوكروفت ووالتن، ولكن ايضا لاكتشاف البوزيترون من قبل اندرسون في امريكا. لقد كان اندرسون احد المشتغلين مع مجموعة ميليكان العاملين في دراسة الاشعة الكونية الذي استعمل طريقة حجرة ولسن السحابية للكشف الذي يمكن بواسطته تعيين نوع شحنة الجسيمة المؤينة بسهولة من معرفة اتجاه انحناءات مساراتها في المجال المغناطيسي. عند العمل في الاشعة الكونية يجب ان تؤخذ عدة صور فوتوغرافية للحجرة السحابية وتحلل باعتناء للجسيمات وحوادث الاصطدام. ان طاقة الجسيمات تقاس بدلالة الامتصاص في صفائح الرصاص الموضوعة فوق الحجرة كي تبطىء اي جسيمة تمر خلالها. ان قياس خصائص المسار (كثافة الحبيبات، خطية المسار، . . . الخ) غالباً ماتجعلها ممكنة لاستنتاج كتلة وشحنة وطاقة الجسيمة. وان الصور الفوتوغرافية للحجرة السحابية التي قادت اندرسون لان يعلن عن وجود البوزيترون في 1933، موضحة في الشكل 20 - 1.

ان كون البوزيترون موجب الشحنة قد تم ادراكه جيداً بمقارنة انحناءات مساراته مع تلك للالكترونات السالبة، حيث كانت تفاصيل مسارات الجسيمتين متشابهة جداً مما اقترح ان تكون كتلة البوزيترون نفس كتلة الالكترون. لقد تم تخمين معدل عمر الجسيمة الموجبة بحوالي عشر المايكروثانية (10^{-7} ثانية)، ولذلك لايمكن ان تكون بروتوناً فهو مستقر. وبالتالي، فان صوراً فوتوغرافية قد اخذت وكان فيها نوعان من المسارات في اتجاهين متعاكسين يبدآن من نفس النقطة. ففي النقطة A من الشكل 20 - 2، بدأت الاشعة الكونية الساقطة تفاعلاً تصادمياً وفيه كل من الالكترونات السالبة والموجبة قد ولدت آنياً. وهذا مثال على خلق الزوج الالكتروني - البوزيتروني في نفس اللحظة الزمنية. وان الالكترونات اصبحت الآن تعد اما بوزيترون أو نيكاترون ولكن الاسم التقليدي «الالكترون» سوف يبقى مستعملاً للدلالة على النيكاترون (الالكترون السالب) خلال هذا الوصف.

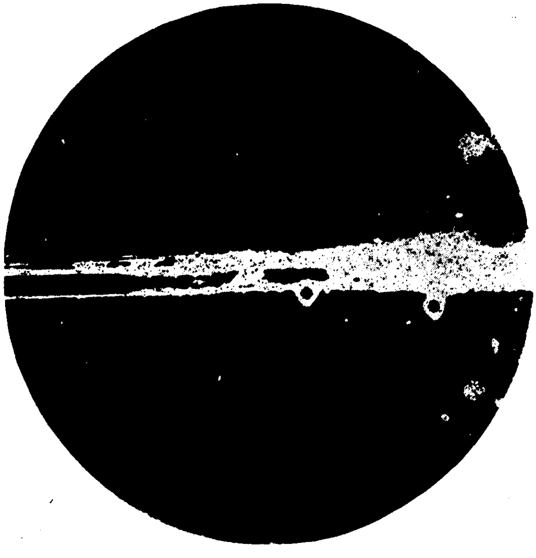
ان ظاهرة خلق الازواج مهمة في الفيزياء النووية، وتحدث غالباً عند تشعيع صفيحة معدنية بأشعة كاما النووية عالية الطاقة. وهذا يعادل، بالنتيجة، خلق الجسيمات من الاشعة الكهرومغناطيسية.

ولكي تحفظ زخم البرم الزاوي، يجب ان تخلق جسيمتين، تشبهان الالكترون آنياً. ان البوزيترون غير مستقر وسوف يفقد هويته بسرعة، وذلك بالاندماج مع احد الالكترونات الطليقة في المعدن، ويجب ان تكون طاقة فوتون كاما $\geqslant 2m_0C^2$، حيث m_0 هي كتلة السكون للالكترون و c هي سرعة الضوء، لان كتلة الكترونين قد تم خلقها. وعندما يلتحم البوزيترون مع الكترون آخر فان فوتونين من كاما يتكونان

وهذه العملية مقابلة لفناء المادة. ان الطاقة E المطلوبة تكون معادلة الى كتلة الكترونين وذلك باستعمال:

$$E/c^2 = 2m_0$$

$$E = 2 \times 0{\cdot}511 \text{ MeV since } m_0 \equiv \frac{1}{1836} \times 931{\cdot}5 \text{ MeV}$$
$$= 1{\cdot}022 \text{ MeV per pair}$$
$$= 1{\cdot}63 \times 10^{-13} \text{ joule per pair.}$$



الشكل 20 - 1

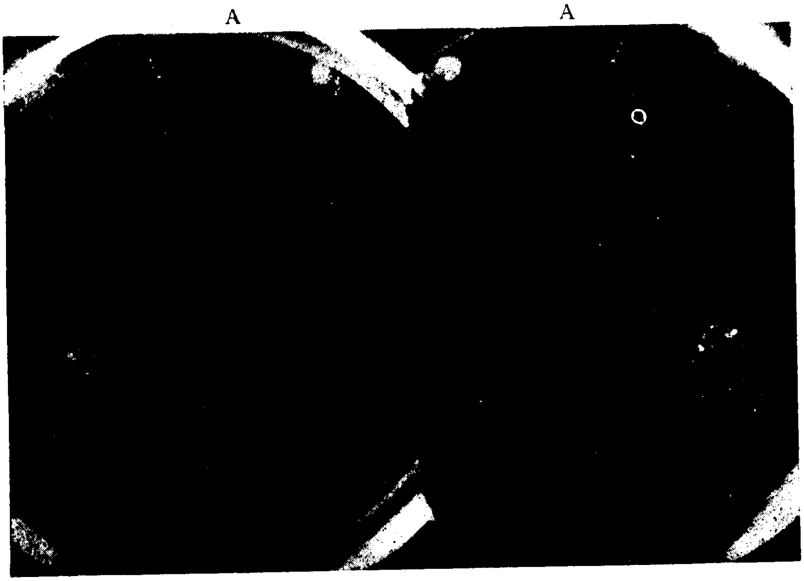
صورة حجرة سحابة بوزترون الاصلية لاندرسون. (مأخوذة من روجسترو ويلسن، صورة حجرة السحابة للاشعة الكونية).

ولكي نجد الطول الموجي للاشعاع الكهرو - مغناطيسي الناتج من انعدام الزوج الالكتروني لدينا، لشعاع γ واحد:

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = 1{\cdot}63 \times 10^{-13} \text{ joule,} \quad \text{:(من أعلاه)}$$

$$\therefore \ \lambda = \frac{6{\cdot}6 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^{8}}{1{\cdot}63 \times 10^{-13}} \text{ m}$$
$$= \frac{19{\cdot}8}{1{\cdot}63} \times 10^{-13} \text{ m}$$
$$= 1{\cdot}24 \times 10^{-12} \text{ m}$$
$$= 1{\cdot}24 \text{ pm,}$$

والذي يكون الطول الموجي لاشعة كاما الشديدة. وهذا الطول الموجي يمثل ايضا طاقة العتبة لخلق زوج من اشعة كاما والنقاش السابق يوضح الشروط المطلوبة للتحول المتبادل بين المادة والاشعاع.



الشكل 20 - 2

صورة لحجرة السحابة تبين توليد الزوج. (مأخوذة من روجستر وويلسن. صور حجرة السحابة للاشعة الكونية، مطبعة بركامون، 1952).

بالاضافة الى انتاج البوزيترونات من الاشعة الكونية، فهي تدخل ايضاً في عدة تفاعلات نووية، كما في بحوث كيوري وجوليوت (1934) التي تجلت عندما اكتشفا النشاط الاشعاعي الاصطناعي او المحتث. وعندما اكتشف النيوترون، اعيد النظر في تفسيرات بعض تفاعلات (α,p)، كما وضعت قدماً البدائل الممكنة التي تضمنت انبعاث البوزيترون. والمؤلفان المذكور ان اعلاه تفحصا بالواقع التفاعل النووي التالي:

$$^{27}_{13}\text{Al}\ (\alpha,\ p)\ ^{30}_{14}\text{Si}$$

ومنه تم قياس البروتونات المنبعثة. وقد لاحظنا من هذا التفاعل ايضاً انبعاث النيوترونات والبوزيترونات. فللنيوترونات لدينا المعادلة:

$$^{27}_{13}\text{Al} + {}^{4}_{2}\text{He}(\alpha) \rightarrow {}^{1}_{0}\text{n} + {}^{30}_{15}\text{P}.$$

وعندما ازيل مصدر جسيمات (α) توقف انبعاث البروتونات والنيوترونات كما هو متوقع، ولكن انبعاث البوزيترونات من هدف الالمنيوم المعزول، استمر لفترة طويلة بعد ذلك. وبما ان $_{15}^{30}p$ لايحصل بالطبيعة فقد افترض انه سيكون غير مستقر، ويبعث البوزيترونات طبقاً للمعادلة:

$$^{30}_{15}\text{P} \rightarrow {}^{30}_{14}\text{Si} + {}_{+1}^{0}e\ (\beta^{+}) + \nu.$$

وهذه حققت باستخلاص الفسفور كيميائياً واظهار انه حقيقة باعث للبوزيترونات. وهذا النوع

المشع من الفسفور يختلف عن الفسفور الاعتيادي فقط بطريقة تحضيره، ووزنه الذري وحقيقة كونه ذا نشاط اشعاعي. ومثل هذه العناصر المحضرة اصطناعياً تكون دائماً مشعة تقريباً وتسمى (النظائر المشعة) ويمكن ان تحضر بعدة طرق وتمتلك اعماراً نصفية متميزة مثل تلك النظائر المشعة التي تحصل طبيعياً.

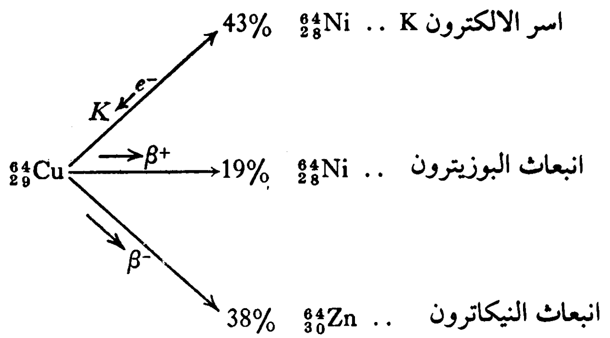
20 - 2 اسر الالكترون K

توجد هناك بعض الحالات التي يتم فيها التحويل وتمتلك جميع خصائص انبعاث البوزيترون ايضاً، مع ذلك لايمكن تشخيص البوزيترونات فيها. فمثلاً خلال انحلال $_{19}^{40}K$ يمكن ان تتوضح بالتحليل الكيميائي الاشعاعي، ان النتائج المباشرة لعملية الانحلال هي الكالسيوم والاركون مما يقترح ان كلا من انبعاث البوزيترون و النيكاترون يحصل:

$$_{19}^{40}K \nearrow {}_{18}^{40}Ar + {}_{+1}^{0}e(\beta^+) + \nu \quad \text{(لم تلاحظ)}$$
$$_{19}^{40}K \searrow {}_{20}^{40}Ca + {}_{-1}^{0}e\,(\beta^-) + \bar{\nu} \quad \text{(تلاحظ)}$$

ولو ان انبعاث البوزيترون لم يلاحظ الا ان بعض عمليات الانحلال النووي المكافئة يجب ان تحدث لتعطي الاركون المكتشف. ان انبعاث البوزيترون مكافىء الى امتصاص نيكاترون وهذا يوفر المفتاح لحل هذه المسألة. وبما ان امتصاص النيكاترون يعطي نفس النتيجة النهائية كأنبعاث البوزيترون، وان انتقال الكترون ثالث يصبح ممكناً وفيه يؤشر الكترون من بين الالكترونات المدارية. وهذا غالباً يسمى «اسر الالكترون K».

وأحياناً، يحتمل ان تبدي نويدة مشعة كل انواع الانحلال الثلاثة الممكنة. ان النوع الخاص من الانحلال المتبع من قبل ذرة منفردة يجب ان يحكم بالصدفة، وبما ان كل انواع الانحلال الثلاثة تلاحظ مجتمعة، كما في حالة النويدة $_{29}^{64}Cu$ التي تتحلل كما يلي:



انه من الممكن ان نقيس النسبة المئوية لكل ناتج وتقدير الاحتمالية لحدوث كل عملية. وهذه تكون نسب التفرع المبينة بالنسبة المئوية.

والبرهان على وجود الاسر K يكمن في حقيقة ان النواة الجديدة $_{28}^{64}Ni$ سوف تتكون بالكترون مداري واحد مفقود بينما $_{28}^{64}Ni$ المتكونة من انبعاث البوزيترون سوف تكون مليئة بالكامل بالالكترونات. وان الفراغ في القشرة الالكترونية K يمكن ان تملأ بانتقال الكترون مداري من احد هذه القشرات L و M و N وهذا يؤدي الى نشوء طيف الاشعة السينية الكامل لنويدة $_{28}^{64}Ni$ وملاحظته توفر برهاناً واضحاً للأسر

الالكتروني K من قبل ذرة $^{64}_{29}Cu$. ان الطول الموجي للخط Ni Kα هو ثابت ومعروف $\lambda = 165.6$ pm وان المطابقة بين الطول الموجي المقاس للخط K مع هذه القيمة تعين الذرة $^{64}_{28}Ni$ كناتج مولد بالتأكيد يجب ملاحظة ان هذا لايمكن ان يعود الى ذرة $^{64}_{28}Ni$ المتعادلة المتكونة من الانبعاث البوزيتروني.

وعندما تكون النواة الوليدة مستقرة، يحصل تبادل الكتروني بسيط. وفي بعض الاحيان، على كل حال، يكون الناتج المولد متهيجاً وبالتالي ينبعث اشعاع γ. واذا ولدت طاقة هذا الفوتون داخل النواة، فان الكتروناً ينطلق من القشرة K، كهروضوئياً. وسوف يكون هناك انبعاث اضافي لطيف اشعة x الذي سيكون مطابقاً لذلك الطيف الناتج من الاسر الالكتروني K الذي وصفناه سابقاً. وبما ان هذا التبادل في الطاقة لايكون مقتصراً على الكترونات K فانه يمكن ملاحظة الطاقات المتميزة لجميع القشرات الالكترونية للنواة المتولدة وذلك باحناء الالكترونات المنبعثة في مجال مغناطيسي وتحليل طاقات β^- المتميزة هذه في الراسم الطيفي (السبكتروغراف) المغناطيسي. وهذا مثال على «التحول الداخلي» الذي يمكن فيه انتاج طيفاً خطياً، بطاقات الكترونية متميزة بتحول بعض من طاقة اشعة γ من عنصر مشع. واشعاعات (β^-) هذه، يجب ان لاتخلط مع اشعاعات (β^-) النووية التي تعطي طيفاً مستمراً.

20 - 3 اصل الالكترونات والبوزيترونات في النواة

بما ان البوزيترونات والالكترونات لاتوجد كجسيمات طليقة داخل النواة، فيجب ان نفحص التبادلات الممكنة في النواة التي سوف تشرح انبعاث هذه الجسيمات. وفي كل الاحوال يبقى العدد الكتلي A ثابتاً، لكن العدد الذري Z يتغير بوحدة واحدة ولذلك فان العنصر نفسه يتغير ايضاً. ان العدد الكلي للنويات يبقى ثابتاً لكي يتغير العدد الكلي للبروتونات بواحد. والشرح يكمن في التبادل البروتوني - النيوتروني داخل النواة، كما يلي:

	داخل النواة	خارج النواة	
$Z\rightarrow Z-1$	$p^+\rightarrow n^0$	$+e^+$ $+\nu$	(إنبعاث بوزيترون)
$Z\rightarrow Z+1$	$n^0\rightarrow p^+$	$+e^-$ $+\bar{\nu}$	(انبعاث نيكاترون)
$Z\rightarrow Z-1$	$n^0\leftarrow p^+ + e^-$		(اسر الكترون K بدون انبعاث نيوترينو)

لكي نفهم لماذا يحدث الاسر الالكتروني K بصورة مفضلة على انبعاث البوزيترون، يجب ان نتذكر انه في الحالة الاخيرة تتكون نيوترونات، وهذا يتطلب ان تكون النواة المولدة قليلة النيوترونات كي يمكن للنواة المتولدة، بحصولها على نيوترون اضافي، ان تصبح مستقرة، كما رأينا، ان النواة في عنصر ما يحتمل ان تتحلل اما بأنبعاث البوزيترون أو بالأسر الالكتروني K. وفي كلتا الحالتين تكون النواة المولدة تحت خط الاستقرار المبين في الشكل 14 - 1 (a). وبانقاص عددها الذري يمكن ان ترتفع نحو هذا الخط وتصبح اكثر استقراراً. ففي حالة انبعاث البوزيترون تكون النواة المتولدة اخف من المولدة بمقدار m_e وذلك بفقدان الكترون مداري في عملية انقاص العدد الذري بوحدة واحدة، وتكون ايضا اخف بمقدار m_e اضافي بسبب انبعاث البوزيترون نفسه، مكوناً عجزاً كلياً مقداره ($2m_e$). وهكذا فللأنبعاث البوزيتروني المفضل في الانحلال الاشعاعي يجب ان تكون كتلة النواة المتولدة اقل من تلك للنواة المولدة على الاقل بمقدار ($2m_e$)، التي تكافيء (1.022 MeV).

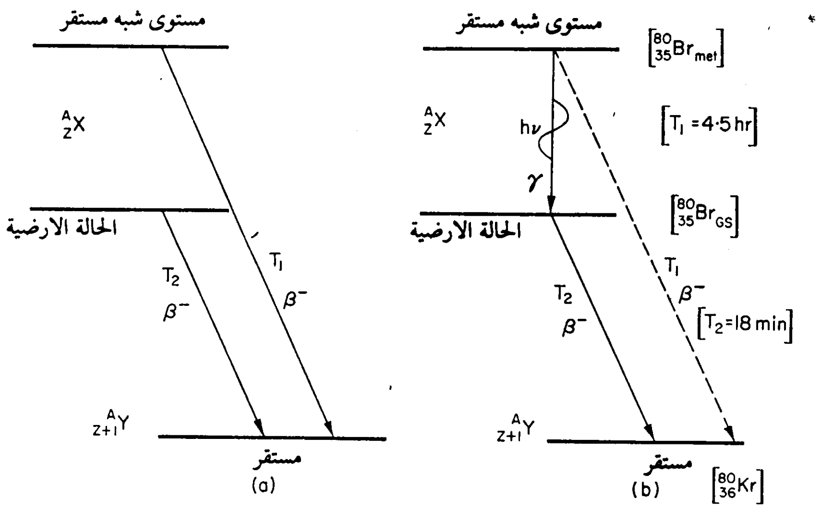
$$\text{i.e. } M_{Z\,\mathrm{parent}} \rightarrow M_{Z-1\,\mathrm{daughter}} + 1{\cdot}022 \text{ MeV}$$

وان الشرط لانبعاث البوزيترون يكون : $(M_Z - M_{Z-1}) \geqslant 1{\cdot}022\ \text{MeV}$

وكما رأينا سابقاً، يكون البوزيترون مصحوباً دائماً بنيوترينو، ويكون هناك على الدوام طيف مستمر من طاقة البوزيترون. والطاقة الصافية المشتركة بين البوزيترون والنيوترينو تكون :

$$\{M_Z - M_{Z-1} - 1{\cdot}022\ \text{MeV}\}.$$

وعلى كل حال، فقد وجد في بعض الحالات ان $(M_z - M_{z-1}) < 1.022$ MeV وان النواة لايمكن ان تصبح اكثر استقراراً بانبعاث بوزيترون. ان الانتقال من z الى z - 1 لايزال ممكنا بأسر الكترون مداري لانه لايكون هناك حاجز طاقي لهذا وان فرق الكتلة الصغير يظهر كطاقة اشعاع كاما. ومن هنا فان الشرط الوحيد للأسر K هو ان تكون $M_z > M_{z-1}$، مهما يكون الفرق صغيراً. فاذا كان فرق طاقة الكتلة $(M_Z - M_{Z-1})$ في انحلال بيتا اكبر بكثير من الطاقة الحرجة 1.022 MeV، فيجب ان تنحل النوى بانبعاث وفير من البوزيترونات والنيوترينوات وسوف يكون هناك احتمالية قليلة نسبياً للأسر K. على كل حال، لفرق اقل من طاقة الكتلة، ولكن لايزال > 1.022 MeV، وتزداد الاحتمالية النسبية للأسر K، بينما لفرق طاقة < 1.022 MeV لايكون هناك احتمالية لانبعاث البوزيترون. فاذا كانت النويدة المولدة ثقيلة بالقدر الكافي كما في الحالة $_{29}^{64}Cu$، فان جميع الانواع الثلاثة للانحلال الالكتروني تكون ممكنة وكل نمط يتحلل بنفس عمر النصف. ان احتمالية كل انحلال تعطى بنسب التفرع، وفيما اذا تكون البوزيترونات معاقة بحاجز كولوم ام لا.



الشكل 20 - 3

يبين الانحلال الايسوميري (a) انحلال مستقل و (b) انحلال وراثي ذو علاقة كما في $_{35}^{80}Br$

20 - 4 الأيسومرية النووية

ان دراسة الاعمار النصفية للنويدات المشعة بعناية كشفت عن وجود بعض النويدات التي لها نفس قيم Z و A ولكن انحلالها بانبعاث β^- مختلفاً تماماً. ويجب ان لايخلط هذا مع الحالة التي يكون فيها حالتان متهيجتان من الطاقة لنفس النويدة مرتبطة بانتقال اشعة كاما او مع حالات الانتقالات

الالكترونية التي نوقشت في الجزء السابق. وعندما يكون هناك نمطان للانحلال ولهما اعمار نصفية مختلفة ظاهرياً من نفس النويدة، وتسمى هذه الظاهرة «الآيسومرية النووية». وان حالتي النويدتين تكون الآيسومرات النووية. ويحتمل ان تتحلل الآيسوميرات النووية بصورة مستقلة كما مبين في الشكل 20 - 3(a). او يحتمل ان يكون الانتقال الاول بانتقال اشعة كاما الى الحالة الارضية للنويدة المولدة يتبعها انتقال من الحالة الارضية الى الناتج المتولد. وفي الحالة الاخيرة تدعى الآيسوميرات المرتبطة وراثياً كما مبين في الشكل 20 - 3(b). ان اشعاع كاما يطلق الكترونات مدارية بطاقات متميزة واطياف اشعة - x المصاحبة اعتيادياً لنتائج التحويل الداخلي كما وصفت في الجزء 20 - 2.

ان المثال الكلاسيكي للآيسومرية يأتي من دراسة البروم الطبيعي المقصوف بالنيوترونات، وتكون نظائر البروم $^{79}Br, ^{80}Br, ^{81}Br$ و ^{82}Br، وعندما يقصف هدف بروميدي بالنيوترونات فان نويدات مشعة تبدي انبعاث كاما اضافة الى انحلال β^-، بثلاثة اعمار نصفية منفصلة هي 36 ساعة، 4.5 ساعة و 18 دقيقة، تتولد. وبما ان البروم الطبيعي يحتوي على نظيرين فقط ^{79}Br و ^{81}Br، فان المرء يتوقع عمرين نصفيين، هكذا:

$$^{79}_{35}Br + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{80}_{35}Br + \gamma$$

يتبعه:

$$^{80}_{35}Br \rightarrow ^{80}_{36}Kr + ^{0}_{-1}e(\beta^-) + \bar{\nu}\ (T_1)_{\frac{1}{2}}$$

و:

$$^{81}_{35}Br + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{82}_{35}Br + \gamma$$

يتبعها:

$$^{82}_{35}Br \rightarrow ^{82}_{36}Kr + ^{0}_{-1}e\ (\beta^-) + \bar{\nu}\ (T_2)_{\frac{1}{2}}.$$

وعندما يقصف نفس هذا الهدف البروميدي بالديوترونات السريعة من سايكلترون فان تفاعل (d,p) يحدث كما يلي:

$$^{79}_{35}Br + ^{2}_{1}H \rightarrow ^{1}_{1}H\ (p) + ^{80}_{35}Br$$

و

$$^{81}_{35}Br + ^{2}_{1}H \rightarrow ^{1}_{1}H\ (p) + ^{82}_{35}Br.$$

ومرة ثانية، تلاحظ نفس الاعمار النصفية الثلاثة من الانحلال الذي يعود للنظائر ^{80}Br و ^{82}Br، موضحاً بصورة قاطعة ان ^{80}Br و ^{82}Br تمتلك بطريقة ما ثلاثة اعمار نصفية مختلفة، متضمناً ان واحداً منها يمتلك خصائص انحلالين منفصلين.

ولتبيان اي نظير يمتلك عمرين منصفين يمكن تشعيع الهدف البروميدي باشعة كاما لتعطي التفاعل (γ,n) هكذا:

$$^{79}_{35}Br + \gamma \rightarrow ^{1}_{0}n + ^{78}_{35}Br$$

و:

$$^{81}_{35}Br + \gamma \rightarrow ^{1}_{0}n + ^{80}_{35}Br.$$

وهذان الناتجان يمتلكان ثلاثة اعمار منصفة ايضا: هي 6.4 دقيقة، 18 دقيقة، و 4.5 ساعة، وان الاثنين الاخيرين هما ايضا من خصائص تفاعلات (n,γ) على البروم. وبما ان نظير البروم المشترك في كلتا التجربتين هو ^{80}Br ولذلك نستنتج ان ^{80}Br يمتلك فترتي انحلال 18 دقيقة و 4.5 ساعة ولذلك فان ^{80}Br هو مثال على الايسومير النووي. والحالة شبه المستقرة تمتلك عمراً نصفياً 4.5 ساعة لانحلال كاما الى

الحالة الارضية التي تتحلل بانبعاث β^- كما موضح في الشكل 20 - 4(a) وعندما نصل الى التوازن المشع بين آيسوميرات البروم، فان انحلال β^- يكون له نفس العمر المنصف لانحلال γ من الحالة شبه المستقرة. لقد اجريت هذه التجربة لاول مرة في 1935.

في جميع الحالات المشابهة لفترتي انحلال β^-، نجد ان ايسوميراً واحداً يكون موجوداً في حالة متهيجة بينما الآخر يكون في الحالة الارضية. واعتيادياً تكون الحالات المتهيجة موجودة لاقل من بيكوثانية قبل الانتقال الى الحالة الارضية بحصول انبعاث اشعة γ وفي بعض الحالات على كل حال، تكون حالة الطاقة العليا شبه مستقرة ويمكن ان توجد لازمان تصل لغاية بضع ساعات، ولذلك يمكن اعتبارها حالة ارضية مستقلة. والحالة المتهيجة هذه يمكن لذلك اعتبارها آيسومير منفصل للنويدة. فاذا تحللت بانبعاث β^-، اي بعمرها المنصف المتميز، فيكون لدينا انحلال آيسوميري مستقل وفيما يلي امثلة على ذلك:

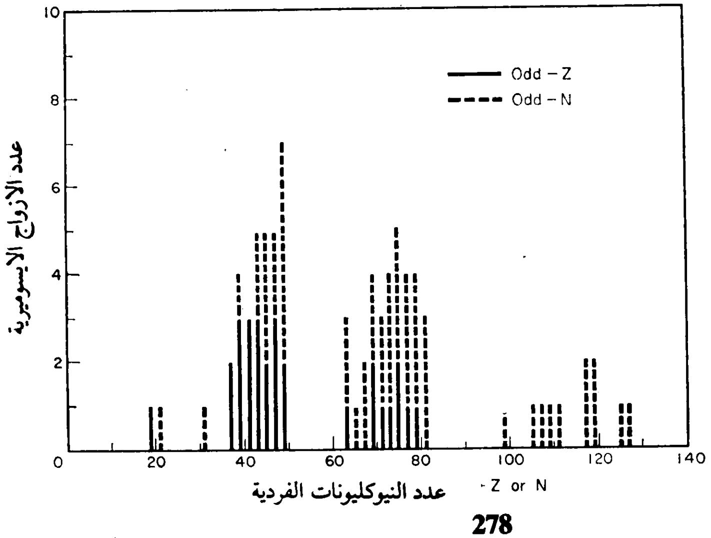
$$^{52}\text{Mn}\ \beta^+\ T_1 = 5{\cdot}5\ \text{days}:\ \beta^+\ T_2 = 21{\cdot}3\ \text{mins}$$
$$^{106}\text{Ag}\ K\text{-capture}\ T_1 = 43\ \text{days}:\ \beta^-\ T_2 = 53\ \text{hrs.}$$

فاذا امتلكت الحالة شبه المستقرة عمراً قصيراً مقارنة، فمن المحتمل ان تقلل الى الحالة الارضية للنويدة المولدة، باعثة اشعة γ بعمر النصف T_1، متبوعة بانبعاث β^- من الحالة الارضية الى النويدة المتولدة بعمر النصف T_2. وهذان الآيسوميران مرتبطان وراثياً. ونظير البروم ^{80}Br مثال لهذا النوع الذي يحصل فيه الانتقال الآيسوميري تنتج الكترونات آنية بالتحول الداخلي. ان انحلال حالة آيسوميرية يمكن اعتبارها اذاً ببساطة كحالة تفرع γ / β التي يلاحظ اشعاعها معتمداً على احتمالات الانحلال النسبية.

وظاهرة تكون الايسوميرية النووية يجب ان تشرح بأية نظرية او نموذج للنواة. فلقد وجد ان الحالات شبه المستقرة تكون مفضلة اذا كان هناك فرق كبير في زخم البرم الزاوي بين الحالتين النوويتين، وان فرق الطاقة المقابل صغير. وهذا يعني ان احتمالية الانتقال تكون واطئة وعمر الحالة العليا تكون طويلة بحيث تكفي لجعلها حالة ارضية مستقلة.

فعندما تمسح الاعمار النصفية للأيسوميرات الفردية في A (Z فردية او N فردية) يبدو هناك بعض الاثبات للاعداد السحرية التي نوقشت في الفصل 19.

فاذا كانت الترددات الملاحظة للآيسوميرات طويلة العمر ($T_{1/2} > 1S$) مرسومة ضد N أو Z (الشكل 20 - 4) فانها تسقط في ثلاثة مجاميع محدودة بـ N = 50,82,126. وقد سميت هذه المجاميع «الجزر



شكل 20-4 الجزر الايسوميرية – التردد مرسوم ضد الانوية التي تمتلك اعداد فردية من N و Z يبين عند 50 و 82 (من النواة الذرية لـ آر. دي ايفانز)

الآيسوميرية» وهذه هي الاعداد التي تكون فيها القشرات مغلقة وتحصل فيها اعظم استقرارية. حيث ان البروم النووية تكون مزدوجة ولايكون هناك محصلة نويات متوفرة لتجهيز زخم برم زاوي كبير. ومن هنا، فالمناطق $N > 50$, $N > 82$, و $N > 126$ تحتوي على آيسوميرات قليلة نسبياً كما يوضح الرسم البياني. وهذا بسبب انخفاض الحالة التي تكون فيها (j) عالية في النموذج القشري فيضع فروق تدوير عالية قبل انغلاق القشرة بقليل.

20 - 5 انتاج النظائر المشعة

ان النظائر المشعة الاصطناعية الاصلية قد تكونت بالقصف بجسيمات α او الديوترون واخيراً بالتفاعلات النيوترونية. ويمكن ان نحصل على تجهيزات وفيرة من نويدات مشعة مفيدة بالقصف النيوتروني في المفاعلات النووية حيث ان الدفق النيوتروني يحتمل ان يكون عالياً لغاية (10^{16}) نيوترون بالمتر المربع بالثانية. وعندما يجب تشعيع مادة فانها توضع في اسطوانة المنيوم صغيرة تدفع على طول قناة في قلب المفاعل لفترة تشعيع تساوي مرتين او ثلاث عمر النصف للناتج. والتفاعلات التي تحدث تكون عادة تفاعلات (n,γ) كما، مثلاً، في انتاج النظير ^{32}P المفيد. فالنظير ^{31}P الموجود بصورة طبيعية (كفوسفات) عند تشعيعه لحوالي يومين حيث يحصل مايلي:

$$^{31}_{15}P + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{32}_{15}P + \gamma$$

$$^{32}_{15}P \xrightarrow[14\cdot 3 \text{ days}]{T_{\frac{1}{2}}} ^{32}_{16}S + ^{0}_{-1}e\ (\beta^-) + \bar{\nu}.$$

وهذا النظير المشع من الفسفور يكون نافعاً في البايولوجي والزراعة والطب والميتالورجيا. والطريقة البديلة لتحضيره هي تفاعل (n,p) هكذا:

$$^{32}_{16}S + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{32}_{15}P + ^{1}_{1}H\ (p).$$

وهذا ربما يكون اكثر فائدة لان ^{32}P يمكن فصله عن ^{32}S بينما في التفاعل الاول لايمكن فصل نظيري الفسفور كيميائياً.

وعنصر مستقر مشترك آخر هو الصوديوم، الذي يمكن ان يستعمل في هيئة نظائر مشعة. فالصوديوم يمتلك نظيراً طبيعياً واحداً فقط، هو ^{23}N، حيث تحضير نظير مفيد منه كتلته 24، في المفاعل بتأثير الدفق النيوتروني هكذا:

$$^{23}_{11}Na + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{24}_{11}Na + \gamma$$

ويتبعه:

$$^{24}_{11}Na \xrightarrow[15 \text{ hours}]{T_{\frac{1}{2}}} ^{24}_{12}Mg + ^{0}_{-1}e\ (\beta^-) + \bar{\nu}.$$

ان العمر المنصف لهذا النظير يجعله قليل الاستعمال بالبحوث طويلة الامد. وهناك نظير مشع آخر للصوديوم كتلته (22) يتم الحصول عليه بقصف المغنيسيوم (24) بديوترونات المعجل.

$$^{24}_{12}Mg + ^{2}_{1}H\ (d) \rightarrow ^{22}_{11}Na + ^{4}_{2}He\ (\alpha).$$

وهذا النظير باعث للبوزيترون، بالتفاعل:

$$^{22}_{11}Na \xrightarrow[2\cdot6\ yrs]{T_{\frac{1}{2}}} ^{22}_{10}Ne + ^{\ 0}_{+1}e\ (\beta^+) + \nu.$$

ان عمر النصف الطويل نسبياً للنظير ^{22}Na يجعله مفيداً للبحوث طويلة الامد. ان النظائر المشعة تنتج الان بطرق متنوعة وان التفاعلات السابقة ماهي الا قليل من عدة امكانات، حتى مع نفس الجسيمة القاصفة. وهكذا توجد طريقة مخالفة للتفاعل $_{11}^{23}Na\ (n,\gamma)\ _{11}^{24}Na$. الموصوفة اعلاه هو التفاعل (n,α):

$$^{23}_{11}Na + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{20}_{9}F + ^{4}_{2}He\ (\alpha)$$

يتبعه:

$$^{20}_{9}F \xrightarrow[12\ s]{T_{\frac{1}{2}}} ^{20}_{10}Ne + ^{\ 0}_{-1}e\ (\beta^-) + \bar{\nu}$$

حيث ان عمر النصف القصير لنويدة الفلور يجعلها غير مفيدة عملياً.
ومصدر آخر للنظير $^{24}_{11}Na$ هو التفاعل (n,α) في الالمنيوم:

$$^{27}_{13}Al + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{24}_{11}Na + ^{4}_{2}He\ (\alpha)$$

وان امكانية الحصول على نويدات مشعة لاي عنصر تقريباً، لبحوث معينة اصبحت الان جيدة جداً.

20 - 6 بعض استعمالات النظائر المشعة

ان اكثر الحقائق اهمية هو ان نتذكر انه عندما نتعامل مع النويدات المشعة بانها تمتلك نفس الخصائص الكيميائية كما في النظائر المستقرة لنفس العنصر. حيث لايمكن لاحد ان يميز بين $^{24}Na\ Cl$ من $^{23}NaCl$ على مائدة الطعام. فاذا ادخل النظيران سوية في بعض الانظمة الكيميائية والفيزيائية فانهما يتابعان سوية، وان التحليل الكيميائي سوف لن يفرق بينهما. وعلى كل حال، بما ان ^{24}Na هو باعث β^- فان تقدمه خلال النظام يمكن ان يتابع بواسطة عداد كايكر او عداد وميضي. ويمكن الكشف عن كميات قليلة منها وعندما يكون من الواجب متابعة عملية ما فانه يكفي فقط ان نخلط اثراً من النويدة المشعة مع النظير المستقر اذا يدخلان في العملية سوية. ان النظير المستقر يكون دائماً مصحوباً بالنظير الفعال كي يمكن اقتفاء الدور الرئيس للعنصر من خلال وجود نويدته المشعة وهذه الطريقة ادت الى نشوء التعبير «طرق استشفافية» او متابعة الاثر

مثل هذه الطرق تستعمل بكثرة في البحث والصناعة وفي الزراعة وفي البايولوجي والطب وفي المتالورجيا والهندسة. وتستعمل النظائر المشعة في الطب التشخيصي والعلاج في مابعد وفي التصوير

بالاشعة وفي قياس السمك والارتفاع وفي الكشف عن التسرب في الانابيب تحت الارض التي تحتوي على السوائل (عادة زيت البترول) او الغازات. وسوف نشرح الان بعض الامثلة.

فالفسفور عنصر ضروري في التركيب المعقد لاية مادة مخصبة وان اخذ الفسفور (الفوسفات) من قبل النباتات النامية من اي نوع من التربة او سماد يمكن دراسته برقم المادة المخصبة بالنظير ^{32}P ويتبع تقدمها خلال النظام الجذري الى الاوراق النباتية بواسطة عداد كايكر. لقد اصبح ممكناً اظهار ان بعض النباتات اخرى تتطلب تغذية ورقية.

والنظير الاخر هو ^{14}C المستعمل لدراسة حركية التغذية الضوئية للنبات. وبتنمية النباتات في جو يحتوي $^{14}Co_2$ امكن فهم التفاعلات البايوكيميائية المعقدة المعنية بشمولية اكثر.

وباستعمال $^{24}Na\ C1$ كمحلول هذا النظير اجريت عدة تطبيقات في دراسة انتقال الصوديوم في الجسم البشري مما يوفر معلومات مفيدة متعلقة بديناميكية الانسياب في الجسم. فاذا حقن الصوديوم المشع في احدى نهايات الجسم امكن التحسس به خلال بضع ثوان في النهاية الاخرى. ان جريان الدم يمكن متابعته حيث يمكن الكشف عن اي تخصر فيه بسرعة. وبسبب عمره النصفي القصير نسبياً فان الصوديوم المشع يتحول حالاً الى مغنيسيوم مستقر.

واليود المشع ^{131}I يمتلك عمراً نصفياً، ثمانية ايام وهو مفيد في الطب لكونه معروفاً بتجمعه في الغدة الدرقية وفي المخ. ولان اليود المشع باعث لفوتونات γ فانه نافع لتحديد الاضطرابات العميقة الموقع مثل اورام المخ واورام الغدة الدرقية المضرة. ويمكن معالجة النقص الاعتيادي في اليود الدرقي ايضا بطريقة منظمة باستعمال ^{131}I كنويدة اقتفائية.

والكوبلت 60 يبعث اشعة γ بطاقة حوالي 1.3 MeV، ان اشعة γ النفاذة كهذه يمكن ان يستعمل في التصوير بالاشعة للحام الصناعي، والذي يبين الاخطاء بعمق اكبر داخل المعدن مما عليه باستعمال جهاز اشعة 200 kV X وبالاضافة الى ذلك، بما ان المصدر يكون صغيراً نسبياً، فان عدة لحامات يمكن فحصها آنيا بوضعها في دائرة حول مصدر اشعة γ. وفي المجالات الطبية يستعمل اشعاع γ المنبعث من ^{60}Co علاجياً في مداواة النمو السرطاني العميق حيث حلت هذه الطريقة الى حد كبير محل طرق الراديوم القديمة. واخيراً، هناك تطبيق آخر لهذا النظير هو قياس سمك الصفيحة، حيث يستعمل مبدأ التغذية الراجعة، مما يمكن من جعل الماكنة ذاتية الانضباط. اذ يمكن ان تستعمل للسيطرة على ارتفاع تعبئة علب المساحيق التجارية. ان التوهين القليل للحزمة يقابل علبة فارغة حيث يمكن اهمالها اوتوماتيكياً.

ان موضوع النويدات المشعة وتطبيقاتها الان واسعة جداً، بحيث ان القارىء يجب ان يراجع كتباً متخصصة للمعلومات الاضافية. وتوفر ملايين الدنانير سنوياً في العالم اجمع نتيجة لاستعمالها حيث تم احراز تقدم كبير في الطب التشخيصي والعلاجي. ومن المحتمل اننا سننتفع اكثر في المستقبل من التطبيقات المختلفة للنظائر المشعة في المعمل والحقل والمستشفى.

مسائل

(المسائل المؤشرة بنجمة قد تم حلها بصورة كاملة في نهاية الفصل)

20 - 1 صف اكتشاف البوزيترون في الصور الفوتوغرافية، من الحجرة السحابية لشعاع كوني. بأي منطق رفض اندرسون احتمالية ان تكون الجسيمة بروتوناً.

20 - 2 ما الشروط اللازمة لـ (a) انبعاث β^- ,(b) انبعاث β^+، و (c) الاسر الالكتروني K؟ متى يكون ممكناً لنواة غير مستقرة ان تتحلل بجميع هذه الانماط الثلاثة؟

20 - 3 ما الآيسوميرات النووية «المرتبطة» وراثياً؟ صف تجارب معينة لتبرهن ان النواة $^{80}_{35}Br$ تمتلك آيسوميرين مرتبطين وراثياً.

20 - 4 النويدة $^{14}_{8}O$ باعثة بوزيترون تتحلل الى حالة متهيجة من $^{14}_{7}N$ التي تتحلل بدورها الى حالتها المستقرة بانبعاث شعاع γ الذي تكون طاقته 2.315 MeV. فاذا كانت الطاقة القصوى للبوزيترون هي 1.835 MeV، احسب الكتلة $^{14}_{8}O$، $^{14}_{7}N = 14.003074$ mu و $m_e = 0.000548$ mu.

الجواب: (14.008081 mu)

20 - 5 كيف يمكن انتاج وفرة من الصوديوم المشع $^{24}_{11}Na$، لو كان ذلك مطلوباً؟
(a) بواسطة حزمة نيوترونية من المفاعل
(b) بواسطة حزمة بروتونية من المعجل الدائري (السايكلترون)
(c) بواسطة حزمة جسيمات (α) من المعجل الدائري (السايكلترون)

20 - 6* عندما قصف نموذج من الحديد بديوترونات السايكلترون لتعطي التفاعل (d,p) كان العمر النصفي للنويدة المشعة المنتجة هي ستة واربعون يوماً. كما يمكن انتاج نفس النويدة المشعة بالقصف النيوتروني للكوبلت الذي يلاحظ فيه البروتونات ايضاً. شخص النويدة المشعة.

الجواب: ($^{59}_{26}Fe$)

20 - 7 اكتب موضوعاً حول استعمال النظائر المشعة كمياً للاقتفاء؟
20 - 8 أياً من النظائر المشعة تكون مفيدة لدراسة التركيب المجهري لسطح قطعة من الحديد؟

20 - 9* اعطيت جرعة 5 mci من $^{32}_{15}P$، لتجري ضمن اوردة مريض حجم دمه (3.5) لتر وبعد ساعة واحدة افترض ان الفسفور قد توزع بانتظام.
كم سيكون معدل العد بالمليلتر الواحد من الدم المسحوب اذا كان العداد يمتلك كفاءة 10% فقط. (a) بعد ساعة واحدة من الزرق و (b) بعد مرور ثمانية وعشرين يوماً على الزرق؟

الجواب: ((*a*) $5{\cdot}3 \times 10^3$ dis./s; (*b*) $1{\cdot}32 \times 10^3$ dis./s)

20 - 10 يتمثل عنصر اليود بسرعة بالغدة الدرقية. فاذا اعطي المريض جرعة معينة 8 mci من ^{131}I الذي يمتص 20% في الغدة الدرقية بعد يوم واحد. كم هي الطاقة المتبددة في الغدة الدرقية بعد 4 ايام؟
ماذا سيكون معدل الانحلال بالغرام الواحد من النسيج في ذلك الوقت؟
كتلة الغدة الدرقية = 25 غرام.

حلول لمسائل

20 - 6 النظائر المستقرة للحديد هي ^{54}Fe, ^{56}Fe, ^{57}Fe و ^{58}Fe ومن تفاعلات (d,p) تكون النتائج الممكنة ^{55}Fe, ^{57}Fe, ^{58}Fe و ^{59}Fe والتي يكون منها ^{57}Fe و ^{58}Fe نظائر مستقرة. ومن هنا تكون النويدات المشعة المنتجة هي ^{55}Fe او ^{59}Fe.

ان النظير المستقر للكوبلت هو ^{59}Co فقط والذي يعطي ^{59}Fe من التفاعل (n,p) وهكذا تكون النويدة المشعة المنتجة هي ^{59}Fe التي يمكن ملاحظتها من الجداول لتملك عمراً نصفياً يبلغ ستة واربعين يوماً.

20 - 9 ان الجرعة بالملليلتر الواحد = (5 / 3500) ملليكيوري

∴ عدد الانحلالات = (1 / 700) × 3.7×10^7 انحلال بالثانية الواحدة في الدم

(a) بعد ساعة واحدة وبفرض عدم وجود هبوط تكون:

$$= \frac{1}{10} \times \frac{1}{700} \times 3{\cdot}7 \times 10^7$$

الانحلالات المعدودة: $= \underline{5{\cdot}3 \times 10^3 \text{ dis./s.}}$ انحلال بالثانية الواحدة

(b) بعد ثمانية وعشرين يوماً تكون الفعالية:

$$= \frac{1}{4} \times 5 \text{ mCi}$$

بما ان $T_{1/2} = 14$ days، تكون عدد الانحلالات المعدودة

$$= \frac{1}{10} \times \frac{1}{4} \times \frac{1}{700} \times 3{\cdot}7 \times 10^7$$

$= \underline{1{\cdot}32 \times 10^3 \text{ dis./s.}}$ انحلال بالثانية الواحدة

الفصل 21

الفيزياء النيوترونية

21 - 1 المقدمة

لقد ناقشنا النيوترون باعتباره نوية وباعتباره جسيمة قاصفة. وبصورة عامة، يجب ان يكون المصدر لحزمة النيوترونات من تفاعل (α,n) كي يكون ممكناً وجود جسيمات اخرى في الحزمة سوية مع اشعاع (γ) مع مصدر (α) والمصدر النيوتروني الشائع هو تفاعل (Ra / Be).

$$^{4}_{2}He\ (\alpha) + ^{9}_{4}Be \rightarrow ^{12}_{6}C + ^{1}_{0}n.$$
$$\hookrightarrow \text{(from Ra)}$$

وبما ان كل من النيوترونات واشعة كاما يمكنها ان تنفذ بعمق فان المصدر النيوتروني كهذا يجب ان يستعمل باعتناء وان يكون محمياً. وتعتمد المصادر الاخرى على البولونيوم او البلوتونيوم كبواعث (α) باستخدام البريليوم كذرة هدف كما في أعلاه.

من الآن فصاعداً يعّد التفاعل $^{2}H\ (d,n)\ ^{3}He$ مصدراً نيوترونياً شائعاً جداً، باستعمال مولدة فولتية عالية صغيرة مع انبوبة تعجيل. ويكون هناك حصيلة مقنعة من النيوترونات في (200 KeV)، مساوية تقريباً الى حصيلة البروتونات من التفاعل $_{1}^{2}H\ (d,p)\ _{2}^{3}He$. ومصدر نيوترونات ضوئية يكون باستعمال الانتيمون والبريليوم متوفر تجارياً ايضاً.

21 - 2 خصائص النيوترون

كتلة النيوترون

ولو اننا غالباً ماناقشنا النيوترون بوضوح، لكننا يجب ان نصف خصائصه بالتفصيل. وهو فقط الجسيمة الاولية التي تكون مشعة وتتفاعل مع النوى. وان له عمر نصف محدد بحوالي 13 دقيقة وان اهميته في الفيزياء النووية تكمن في حقيقة، انه بسبب كهربائيته المتعادلة، يمكن ان يستعمل كجسيمة قاصفة في كل الطاقات من قيم واطئة جداً الى عالية جداً. ان كتلة النيوترون قد تم تعيينها لاول مرة بواسطة طريقة جادويك الاولى. ان الانحلال الضوئي للديتريوم، الذي استعمله اخيرا جادويك قد وفر طريقة اخرى لقياس كتلة النيوترون. وهذا التفاعل هو:

$$^{2}_{1}H + \gamma(h\nu) \longrightarrow ^{1}_{1}H(p) + ^{1}_{0}n$$

حيث ان طاقة اشعة (γ) معروفة من المصدر المشع. وتكون الان كتلة جميع الجسيمات في هذه المعادلة معروفة ماعدا $(_{0}^{1}n)$. أما طاقات البروتون والنيوترون فقط غير معروفة. وطاقة البروتون قد تم قياسها بطريقة التأين ووجدت انها تقريباً (1.05 MeV). ولو افترضنا ان البروتونات والنيوترونات تطلق بطاقة متساوية فان الطاقة الحركية الكلية تساوي (2.1 MeV = 0.0023 mu). وبموازنة المعادلة بالطريقة الاعتيادية فقد حسب جادويك وكولدهابر كتلة النيوترون:

$$M_n = 1{\cdot}0087 \pm 0{\cdot}0003\ m_u.$$

وان التعيين الاكثر دقة لكتلة النيوترون قد جرى باستعمال التفاعل:

$${}^1_0n + {}^1_1H \rightarrow {}^2_1H\ (d) + \gamma\ (h\nu)$$

حيث ان:

$$E_\gamma = 2{\cdot}230 \pm 0{\cdot}007\ \text{MeV}$$
$$= 0{\cdot}002395\ m_u.$$

وهكذا:

$$M_n = {}^2_1H - {}^1_1H + \gamma$$
$$= 2{\cdot}014102 - 1{\cdot}007825 + 0{\cdot}002395$$
$$= 1{\cdot}008672\ m_u.$$

ان القيمة الحالية المقبولة هي (M_n = 1.008665 mu) على المقياس (^{12}C)

عمر النصف للنيوترون الحر

ان النيوترون كجسيمة حرة يكون مشعاً. وانه باعث لـ (β^-) بعمر نصفي مقداره (12.8) دقيقة متحللاً طبقاً للمعادلة:

$${}^1_0n \rightarrow {}^1_1H(p) + {}^{\ 0}_{-1}e(\beta^-) + \bar{\nu}.$$

ويكون هذا الانحلال مصحوباً بطاقة تفاعل حوالي (0.78 MeV) كما قيست في مطياف البروتون واشعة (β^-)، وبذلك ففرق الكتلة ($M_n - M_H$) يجب ان يظهر كطاقة انحلال للتفاعل:

الآن:

$$0{\cdot}78\ \text{MeV} \equiv 0{\cdot}00084\ m_u$$

و:

$$M_n - M_H = 1{\cdot}008665 - 1{\cdot}007825$$
$$= 0{\cdot}000840\ m_u$$

موضحاً ان الفرق الكتلي للجسيمات يلزم كطاقة انحلال للنيوترون.

طاقات النيوترون:ـ

بما ان النيوترونات متعادلة الشحنة فيمكن استعمالها اذاً في أية طاقة تقريباً في التفاعلات النووية. وانها تصنف اعتباطاً كما يلي:

حرارية (المفاعلات فقط)	$E = 0{\cdot}025$ eV
بطيئة	$E = 1$ eV $- 1$ keV
متوسطة	$E = 1$ keV $- 0{\cdot}5$ MeV
سريعة .... فما فوق	$E = 0{\cdot}5$ MeV

ان الحدود في هذا التصنيف، ليست معرفة جيداً، بأي حال من الاحوال، ولذلك فان المدى لايكون مثبتاً. ومن المهم جداً ان نتذكر ان جميع الطاقات يمكن ان تستعمل في هذا التفاعل النووي او ذاك.

النيوترونات بوصفها موجات:-

لقد ناقشنا في الفصل (11) الطبيعة الموجية للالكترون وشرحنا ان النقاش يمكن بنفس القدر من المساواة ان يطبق على اية دقيقة طليقة حيث ان طول موجة دي بروكلي، تعطى بـ:

$$\lambda = \frac{h}{mv}$$

وهذا صحيح لاية دقيقة تمتلك زخماً يساوي (mv)، فللالكترونات:

$$m = 9 \cdot 1 \times 10^{-31}\ \text{kg}$$
$$e = 1 \cdot 6 \times 10^{-19}\ \text{coulomb}$$
$$h = 6 \cdot 6 \times 10^{-34}\ \text{joule s}$$

فاذا تعجل الالكترون خلال فرق جهد مقداره (V) فولت، فتكون معادلة الطاقة $(Ve = (1/2)\, mv^2)$ (اذا كانت V من رتبة بضعة كيلو فولت فقط)، وبذلك تكون: $mv = [2Vem]^{1/2}$، والطول الموجي بالامتار يصبح:

$$\lambda = \frac{h}{(2Vem)^{\frac{1}{2}}} = \frac{6 \cdot 6 \times 10^{-34}}{(2 \times V \times 1 \cdot 6 \times 10^{-19} \times 9 \cdot 1 \times 10^{-31})^{\frac{1}{2}}}$$
$$= \frac{6 \cdot 6}{(29 \times V)^{\frac{1}{2}}} \times 10^{-9}\ \text{m}$$
$$= \sqrt{\frac{1 \cdot 5}{V}}\ \text{nm}$$

الذي هو تعبير ملائم لـ (λ) بحيث ان (V) بالفولت، للالكترون فقط.
أما في حالة الحزمة النيوترونية:

$$\lambda = \frac{h}{mv} \text{ تصبح } \frac{h}{\sqrt{2mE}}$$
$$= \frac{6 \cdot 6 \times 10^{-34}}{(2 \times E \times 1 \cdot 6 \times 10^{-19} \times 1 \cdot 66 \times 10^{-27})^{\frac{1}{2}}}\ \text{metres}$$

حيث E تحول الى الالكترون فولت، فتعطي $\lambda = 28 \cdot 6 / \sqrt{E}$ pm للنيوترون وهكذا، فللنيوترونات الحرارية$(E = 0.025\text{eV})$، والتعبير يعطي: $(\lambda = 0.182\text{nm})$ الذي يكون قطر الذرة تقريباً، اما للنيوترونات السريعة $(E = 2.0\ \text{MeV})$، تكون $(\lambda = 20\ \text{fm})$ الذي يكون قطر النواة تقريباً.

ولذلك نجد ان الطول الموجي للنيوترونات الحرارية يكون من نفس رتبة الاشعة السينية، ولذلك سيتوقع المرء نفس نوع تأثيرات الحيود بالبلورات كما تستعمل في مطياف اشعة X. وهذا يعرض طريقة جاهزة لقياس الاطوال الموجية للنيوترونات ويؤكد صحة قانون دي بروكلي للنيوترونات. اذ تمتلك النيوترونات السريعة طولاً موجياً من نفس رتبة انصاف الاقطار النووية ويمكن ان تستعمل لتعيين الحجوم النووية واخيراً، تمتلك النيوترونات السريعة جداً، مثلاً (10 GeV) حوالي (0.1 fm) كطول

موجي، حيث يمكننا الان ان نتنبأ بامكانية سبر النوية، اي امكانية استقصاء التركيب النووي. واخيرا باستعمال النيوترونات المعروفة بطاقاتها العالية جدا بصورة كافية (النيوترونات الكونية) لايكون مستحيلاً استقصاء تركيب البروتون نفسه.

ففي حزمة نيوترونات المفاعل يكون هناك دائماً توزيع سرعي. ان معدل سرعة نيوترونات المفاعل الحرارية هي $v = 2200 m / s$ لكن يكون هناك امتداد على جانبي هذا. فاذا تمر مثل هذه الحزمة خلال تركيب بلوري ملائم (مثلاً الكرافيت) يكون لدينا التطبيق الممكن لقانون براك في الحيود $(\lambda (E) = 2d \sin \theta)$ وبذلك فان الشبيكة البلورية تلتقط $\lambda(E)$ الخاص بها، من التوزيع، فتنفذ شروط هذه المعادلة. ان القيمة القصوى λ للكرافيت ستكون:

$$\lambda_{max} = 2 \times 0{\cdot}5 \times 1 \quad (d \sim 0{\cdot}5\ nm) \quad \text{تقريباً}$$
$$= 1{\cdot}0\ nm,$$

وهذا يقابل اقل طاقة:

$$\frac{0{\cdot}0286}{\sqrt{E_{min}}} = 1{\cdot}0 \quad \text{أو} \quad E_{min} = 0{\cdot}0008\ eV$$

ولذلك فان طاقات النيوترون فوق هذا سوف تعاني حيود والنيوترونات بطاقة اقل من هذا فانها ستنقل. ولذلك تكون الحزمة المنبثقة من عمود الكرافيت محرومة من جميع تلك الطاقات المقابلة الى انعكاس النيوترونات من مجموعة من المستويات داخل البلورة. وهذه الطاقات غالبا ماتكون الطاقات العالية في التوزيع وان النيوترونات المنبثقة ولها طاقات حوالي 0.001eV، وهي طاقة منخفضة كثيراً، تحت معدل طاقة النيوترونات الحرارية وتسمى هذه النيوترونات، بالنيوترونات الباردة وتكون مهمة جداً لاستقصاء خصائص المقطع العرضي لمختلف مواد المفاعل.

والحيود النيوتروني يكون الان اداة بحث مهمة مثل حيود اشعة X والحيود الالكتروني. وقد ساعد الى حد بعيد في تحليل التراكيب البلورية التي تحتوي عادة على ذرات خفيفة (H,C,N,etc.) التي لاتشتت اشعة X بغزارة.

وخاصية مهمة للنيوترون هي انه يمتلك زخماً برمياً زاوياً مقداره $(1/2)\ h / (2\pi)$ مثل الالكترون. ولهذا السبب فان تجارب التشتت النيوتروني يمكن ان تعطي معلومات عن تركيب البرم للمادة، ومكن من وضع متجه البرم الصحيح على مختلف المواقع التشابكية للمواد المغناطيسية (راجع الفصل 13).

وبسبب تعادل شحنتها وكتلتها الواطئة، تكون النيوترونات دقائق ممتازة للدراسات التصادمية وانها قد استعملت لتوضيح بعض خصائص القوى النووية في تجارب تشتت النيوترون ـ البروتون البسيطة في مواقع الشوائب في المواد.

لاشيء من هذه المواضيع يمكن ان تدرس بنجاح بحيود اشعة X او الحيود الالكتروني لان اطوالها الموجية تكون طويلة جداً للتشتت النووي والالكتروني دقائق مشحونة، اذ تكون هناك في النهاية صعوبة اضافية من تفاعل كولوم.

21 - 3 تفاعلات القصف النيوتروني:ـ

ان النيوترونات المنتجة في التفاعل (α,n) ليست بطيئة ابداً فطاقتها تكون من رتبة (1 MeV)، لذلك فان النيوترونات البطيئة يجب ان تنتج اصطناعياً من توهين النيوترونات السريعة في وسط مبطىء. وهذا هو أساس عمل مهدىء النيوترونات كما يستعمل في المفاعلات الحرارية، ويمكن للمرء ان يتصور ان

النيوترونات تنبثق اخيراً من الوسط المهدىء بطاقة الحركة الحرارية للشبيكة المهدئة، اي(0.025eV) في درجة حرارة الغرفة. يجب ان تستعمل النيوترونات البطيئة مع العناصر ذات الوزن الذري الواطىء اذا اريد للتفاعل (n,α) ان ينتج، مثلاً:

$$^{6}_{3}Li + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{3}_{1}H + ^{4}_{2}He\ (\alpha)$$
$$^{10}_{5}B + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{7}_{3}Li + ^{4}_{2}He\ (\alpha).$$

ففي كل من هذين التفاعلين يمكن ان تعد جسيمة (α) مؤشراً لتواجد النيوترون، كما شرحت سابقاً، وتستعمل مثل هذه التفاعلات في الكاشفات النيوترونية، إما بالعدادات او في الحجرة السحابية. وتكون النيوترونات البطيئة قادرة ايضاً على تجهيز التفاعلات الانشطارية، التي سوف تشرح فيما بعد، اضافة الى تفاعلات (n,γ).

ان تفاعلات النيوترونات السريعة مع العناصر الخفيفة تكون مباشرة، مثلا كما في حالة التفاعل مع النتروجين:

$$^{14}_{7}N + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{14}_{6}C + ^{1}_{1}H\ (p)$$

او، اقل احتمالاً:

$$^{14}_{7}N + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{7}_{3}Li + ^{4}_{2}He\ (\alpha) + ^{4}_{2}He\ (\alpha).$$

وكمثال على تفاعل يبدأ وينتهي بنفس النويدة، هو:

$$^{32}_{16}S + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{32}_{15}P + ^{1}_{1}H\ (p) + Q$$

يتبعه:

$$^{32}_{15}P \rightarrow ^{32}_{16}S + ^{0}_{-1}e\ (\beta^-) + \bar{\nu} + E_{\beta\text{-max}}$$

التي تكون بالواقع مكافئة لكتابة الانحلال:

$$n^0 = p^+ + e^-$$

بما ان كتلة ^{32}S تساوي كتلة ^{32}P:

$$[^{32}S = 31{\cdot}972\ :\ ^{32}P = 31{\cdot}974.]$$

ان الطاقة المتواجدة ستكون (0.78 MeV) التي تكون مكافئة الى فرق الكتلة ($M_n - M_H$) و ($Q + E_{\beta\text{-max}} = 0.78$ MeV). فاذا كانت الطاقة القصوى من طيف (β^-) لمثل باعث (β^-) هذا يكون اقل من (0.78 MeV)، فان التفاعل بأكمله يمكن ان يبدأ بنيوترونات بطيئة او حتى بنيوترونات باردة، لان Q موجبة. ومن ناحية اخرى، اذا كانت:

$(E_{\beta\text{-max}} > 0.78\ \text{MeV})$، و Q كانت سالبة، يكون ضرورياً ان نستعمل نيوترونات سريعة وطاقتها تعطى عددياً بالمقدار $(E_{\beta\text{-max}} - 0.78)$ MeV في حالة (^{32}P)، تكون طاقة (β^-) ،(1.70 MeV)، فتكون بذلك طاقات النيوترون تقريباً (1 MeV) التي يحتاجها التفاعل.

21 - 4 تحديد عمر الأثار القديمة بطريقة ^{14}C

للكاربون ثلاثة نظائر كتلتها 13,12 و 14، وتمتلك نسب الوفرة الارضية %98.89 , %1.11 وصفر على التوالي. ومن هذه يكون النظير ^{14}C غير مستقر ويتحلل طبقاً للمعادلة:

$$^{14}_{6}C \rightarrow {}^{14}_{7}N + {}_{-1}^{0}e\ (\beta^-) + \bar{\nu}$$

حيث:

$$E_{\beta^-} = 0{\cdot}158\ \text{MeV}.$$

اذ يوجد في الجو اثر من (^{14}C) بسبب قصف النيوترونات الكونية لـ (^{14}N)، هكذا:

$$^{14}_{7}N + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{14}_{6}C + {}^{1}_{1}H\ (p).$$

فعندما تؤخد هاتان المعادلتان سوية فانه يبدو معقولاً لان نفرض انه اكثر، ولنقل مثلاً، من عشرة اعمار نصفية $^{14}_{6}C$ يتحلل، فان كمية $^{14}CO_2$ الموجودة في الجو كانت ثابتة دائماً. ولذلك، في الجو، يكون تكوّن وانحلال (^{14}C) في حالة التوازن. وبحوار مشابه يمكن ان نفرض ان تركيز ^{14}C في كل الانسجة النباتية الحية يبقى نفسه، بسبب حقيقة ان ثاني اوكسيد الكاربون الممتص من قبل النباتات من الجو يحتوي على هذه الكمية الثابتة من $^{14}CO_2$، وعلى كل حال، فعندما يموت النبات ولم يعد يمتص CO_2 من الجو، فان كمية التوازن من ^{14}C المتجمعة خلال حياة النبات، تبدأ الان بالانحلال بانبعاث β^- بعمر النصف (5568 ± 30) سنة.

افرض ان نموذجاً من هذه المادة الميتة (الخشب، والفحم، وجلد الكتاب والخث والحبل، والخ..) تقاس الان، ولنقل بعد (t) من السنين، باستعمال الترميز الاعتيادي:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

او:

$$\ln N = \ln N_0 - \lambda t.$$

بما ان:

$$\lambda = \frac{0{\cdot}6931}{T_{\frac{1}{2}}}$$

نحصل على:

$$\log N = \log N_0 - 0{\cdot}3010\ t/T_{\frac{1}{2}}$$

حيث ان(N_0) تساوي الفعالية عند الموت و (N) تساوي الفعالية في الوقت الحاضر. ومشيرة الى انبعاث (β^-) من النموذج بعمر نصف $(T_{1/2} = 5568)$ سنة. وهكذا اذا تكون(N_0) معدل العد الاصلي، وهي معدل العد الحالي ايضاً لانبعاث β^- من المادة الحية، اي الفعالية المتوازنة التي شرحت سابقاً. وتكون هذه القيمة حوالي (16.1 ± 0.3) عدة بالدقيقة للغرام الواحد من الكاربون، ولكي تقيس قيمة N بأية درجة من الدقة يجب ان يعرف المرء كفاءة العداد والتعداد الارضي بدقة تبلغ حوالي %2. وعندما يعمل هذا، وتستعمل قيمة $T_{1/2}$ المذكورة سابقاً فان قيمة (t) او عمر النموذج يمكن ان يـوجد بهـذه الطريقة.

ومما يذكر، ان هناك عمرين مشوقين للنظير ^{14}C، فقد تم الحصول على الاول من الفحم النباتي المستخرج من ستونهنيك في انكلترة، والعمر الآخر من تجليد رقعة عيسى في الرقع الملفوفة في البحر الميت. فبهذه الطريقة وجد ان عمر نموذج الفحم هو (3798 ± 275) سنة وعمر رقع البحر الميت هو (1917 ± 200) سنة. ان الخطأ المذكور يعكس الصعوبات المرافقة لايجاد العمر بواسطة ^{14}C.

ان هذه الطريقة تستند على فرضية ان محتويات ^{14}C في الجو ثابتة طيلة الـ (50,000) سنة الاخيرة. اي ان شدة الاشعة الكونية لم تتغير طيلة هذه الفترة. كما ان طريقة ^{14}C تسلم بثبات ^{14}N طيلة نفس الفترة. واخيراً يجب ان نفترض بانه لايوجد تشويشات ثانونية خلال فترة الانحلال، وان النموذج قد بقي نفسه منذ موته فيما عدا تركيبة انحلال (β^-).

مسائل

(المسائل المؤشرة بنجمة قد تم حلها بصورة كاملة في نهاية الفصل)

*21 - 1 احسب الطول الموجي لحزمة من النيوترونات الباردة طاقتها القصوى(0.001eV)، وقدر معلم الشبيكة الادنى للبلورة المستعملة لانتاج هذه النيوترونات الباردة.

الجواب: (0.9 nm;0.45 nm)

21 - 2 عندما تمر حزمة نيوترونية طاقتها E خلال وسط مشتت، فان اقصى تقليل نسبي للطاقة بالاصطدام الواحد يعطي بالتعبير:

$$\frac{(\Delta E)_{\max}}{E}=1-\left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2$$

حيث A هي الكتلة الذرية للنواة المشتتة. بين ان هذا التعبير يمكن الحصول عليه من مبادي الداينميك البسيطة. احسب $(\Delta E)_{\max}$ لنيوترون يضرب بروتون وعلق على النتيجة.

21 - 3 ان معادلة الانتاج الكوني للنظير $^{14}_{6}C$ هي:

$$^{14}_{7}N+{}^{1}_{0}n\longrightarrow{}^{14}_{6}C+{}^{1}_{1}H+0{\cdot}55\text{ MeV.}$$

احسب كتلة $^{14}_{6}C$ من هذه المعادلة: $^{1}_{0}n=1{\cdot}008665$. $^{1}_{1}H=1{\cdot}007825$ $^{14}_{7}N=14{\cdot}003074$.

الجواب: ($14{\cdot}003323\ m_u$)

*21 - 4 في معادلة الانحلال الضوئي للديوترون، تكون طاقة العتبة:
(2.227 ± 0.003 MeV) من خلال:

$$\gamma(h\nu)+{}^{2}_{1}H\rightarrow{}^{1}_{1}H+{}^{1}_{0}n-2{\cdot}227\text{ MeV.}$$

ومن المطياف الكتلي يكون فرق الكتلة بين الثنائي $({}_1^1H)$ 2 و $({}_1^2)$ D:
$(1.5380 \pm 0.0021) \times 10^{-3}$ mu . فاذا كانت كتلة ذرة الهيدروجين mu (1.007825 ± 0.000003)،

احسب كتلة النيوترون.
الجواب: $(1.008679 \pm 0.000008$ mu)

21 - 5 اعد (21 - 4) باستعمال فاصلة الثنائي mu $(1.5494 \pm 0.0024) \times 10^{-3}$ التي هي قيمة التفاعل النووي. علق على الفرق الذي تعمله عند حساب النيوترون.
الجواب: $(1.008623 \pm 0.000008$ mu)

*21 - 6 لقد بات معروفاً انه في كاربون الخشب الحي يكون هناك (16.1 ± 0.3) انحلال اشعاعي بالدقيقة للغرام الواحد من الكاربون فاذا كانت كفاءة العداد المستعمل للقياسات على نموذج اثري من الخشب (5.40 ± 0.14) بالمائة وسجلت (9.5 ± 0.1) عدة بالدقيقة لـ (8) غرامات من الكاربون المأخوذ من الخشب. وبدون الكاربون فان العداد سجل معدلاً ارضياً (5.0 ± 0.1) عدة في الدقيقة. فاذا كان عمر النصف للكاربون المشع (5568 ± 30) سنة. احسب عمر النموذج.
الجواب: $(3500 \pm 750$ years)

21 - 7 احسب درجة الحرارة المصاحبة للنيوترونات في المسألة (21 - 1).

21 - 8 لوح نحاسي سمكه (5.3 mm) سوف يقلل شدة حزمة النيوترونات السريعة بمعامل (0.5) (قيمة سمك النصف. قارن مع عمر النصف في معادلة الانحلال الاشعاعي). اوجد معامل الامتصاص العياني (الماكروسكوبي)، والمقطع العرضي للنيوترون السريع ونصف القطر لنواة النحاس.

حلول لمسائل

21 - 1 من المعادلة:
$$=\frac{28{\cdot}6}{\sqrt{E}}\ \text{pm}$$
لدينا:
$$=\frac{28{\cdot}6}{\sqrt{0{\cdot}001}}\ \text{pm}$$

$\lambda = 0.9$ nm، الذي هو ادنى طول موجي منتقل في معادلة براك $\lambda = 2d \sin\theta$، والقيمة القصوى لـ $(\sin\theta)$ هي 1، ولذلك فان اقل قيمة تأخذها (d) لتقابل $(\lambda = 0.9$ nm)، يجب ان تكون (0.45 nm)
21 - 4 كتلة النيوترون تعطي بـ:
$$M({}_1^2\text{H}) - M({}_1^1\text{H}) + \frac{2{\cdot}227}{931}\ \text{m}_\text{u}$$
$$= M({}_1^2\text{H}) - 2M({}_1^1\text{H}) + M({}_1^1\text{H}) + 0{\cdot}002392\ \text{m}_\text{u}$$
$$= -0{\cdot}0015380 + 1{\cdot}007825 + 0{\cdot}002392 \qquad = \underline{1{\cdot}008679\ \text{m}_\text{u}}.$$

والاخطاء هي : (1) الطاقة 2.227 ± 0.003 MeV تكافىء خطأ مقداره (±0.000003 mu)
(2) خطأ الثنائي ±0.0000021 mu
(3) ذرة الهيدروجين ±0.000003 mu

لتعطي بـذلـك خـطأً كليـاً اقصى مقـداره (±000008 mu). ومن هنـا تكـون كتلة النيـوتـرون (1.008679±0.000008 mu).

21 - 6 معدل العد للنموذج فقط:

$$=(9{\cdot}5\pm0{\cdot}1)-(5{\cdot}0\pm0{\cdot}1)$$
$$=4{\cdot}5\pm0{\cdot}2 \text{ c.p.m.}$$

∴ عدد الانحلالات بالدقيقة هو:

$$=(4{\cdot}5\pm0{\cdot}2)\times\frac{100}{(5{\cdot}4\pm0{\cdot}14)}$$
$$=(4{\cdot}5\pm4\tfrac{1}{2}\%)\times\frac{100}{(5{\cdot}4\pm2\tfrac{1}{2}\%)}$$
$$=83\pm7\% \text{ c.p.m. per 8 g}$$
$$=10{\cdot}4\pm7\% \text{ c.p.m. per g.}$$

وباستعمال: $A=A_0\,e^{-\lambda t}$ ، لدينا:

$$2{\cdot}303\,\log_{10}\left(\frac{A_0}{A}\right)=\lambda t=\frac{0{\cdot}693}{T_{\frac{1}{2}}}\times t$$

حيث:

$$A_0=16{\cdot}1\pm0{\cdot}3=16{\cdot}1\pm2\%$$
$$A=10{\cdot}4\pm7\%$$
$$T_{\frac{1}{2}}=5568\pm30=5568\pm\tfrac{1}{2}\% \text{ years}$$

و (t) هو عمر النموذج:

$$\frac{A_0}{A}=\frac{16{\cdot}1\pm2\%}{10{\cdot}4\pm7\%}=1{\cdot}55\pm9\%$$
$$\therefore\ \log_{10}\ (1{\cdot}55\pm9\%)=0{\cdot}19\pm2{\cdot}303\times9\%=0{\cdot}19\pm21\%.$$

وهكذا:

$$t=\frac{2{\cdot}303\,\log_{10}\left(\frac{A_0}{A}\right)\times(5568\pm\tfrac{1}{2}\%)}{0{\cdot}693}$$
$$=\frac{2{\cdot}303\times(0{\cdot}19\pm21\%)\times(5568\pm\tfrac{1}{2}\%)}{0{\cdot}693}$$
$$=3500\pm750 \text{ years}$$

∴ عمر النموذج هو: (3500 ± 750) سنة
لاحظ الخطأ الكبير الذي يتضمنه العمر المقاس بهذه الطريقة.

الفصل 22

الانشطار النووي ودلالاته

22 - 1 المقدمة

عندما اكتشف النيوترون وخصائصه في 1932، فان امكانية حدوث تفاعلات نووية من نوع جديد قد اصبحت واضحة. حيث ان حقيقة كون النيوترونات صغيرة جداً ولاتمتلك شحنة قد جعلتها قذائف نووية مثالية على امتداد مدى واسع من الطاقات. ولقد رأينا كيف ادى ذلك الى انتاج النظائر المشعة من بين العناصر الخفيفة، وعندما شعشع فيرمي في 1934 العناصر الثقيلة، بصورة خاصة اليورانيوم، بالنيوترونات البطيئة، فان عدداً من النواتج كان يمتلك نشاط β^-، كما شوهد سابقاً مع العناصر الخفيفة. مما اعتقد انها عناصر فوق اليورانيوم بافتراض تفاعلات مثل:

$$^{238}_{92}U + ^{1}_{0}n \longrightarrow ^{239}_{92}U \xrightarrow{\beta^-} ^{239}_{93}? \xrightarrow{\beta^-} ^{239}_{94}?$$

وعندما حللت بعض النواتج في مثل تجربة التشعيع النيوتروني بالطرق الكيميائية الاشعاعية فان ناتجاً واحداً خاصاً امتلك عمر النصف (3.5) ساعة والخصائص الكيميائية للراديوم والعناصر شبيهة الراديوم. وعندما رسب هذا الناتج من نواتج الاشعاع المختلطة بواسطة كلوريد الباريوم، فشلت جميع المحاولات لفصل العنصر شبيه الراديوم عن الباريوم. وقد اقنعت سلسلة طويلة من الاختبارات الكيميائية العالمين هاهن وستراسمان في 1938 بأن مركب الراديوم في الحقيقة كان مركب الباريوم. وناتج اخر من القصف النيوتروني لليورانيوم كان العنصر لانثنوم الذي نتج بانبعاث β^- من الباريوم. وليس هناك معادلة تحول نووي بسيطة تؤخذ بالحسبان لهذا الانتاج للعناصر مثل الباريوم $(Z = 56)$ او اللانثنوم $(Z = 57)$، بعيدة عن اليورانيوم المولد $(Z = 92)$ كهذا البعد.

ويفرض انه يجب ان يكون هناك عنصر او عناصر اخرى عددها الذري (36) لتكون اليورانيوم الاصلي مع الباريوم، حيث استخدم فريش ومايتميز في (1939) الكلمة (الانشطار) لتصف العملية التي تحدث عندما يسبب تكسر او انحلال نواة ثقيلة واحدة الى نواتين اثنتين (او في بعض الاحيان اكثر) تقريبا اجزاء متساوية تعرف بشظايا الانشطار بدلاً من ناتج واحد ثقيل مع دقيقة خفيفة واحدة (كما في تفاعل رذرفورد). وكان هذا نوعاً جديداً كلياً من التفاعلات، وحال اكتشافه اعطي اهتماماً مباشراً في عدد من مختبرات البحوث النووية في العالم. وبحلول سنة (1940) تأسست الحقائق التالية:

(1) امكن «شطر» اليورانيوم الطبيعي (^{238}U 99.3% and ^{235}U 0.7%)، اما بواسطة نيوترونات بطيئة او بالنيوترونات السريعة، لكن ^{238}U يتطلب دائما نيوترونات سريعة وبالنهاية اصبح مؤكدا ان ^{235}U قابل للانشطار بالنيوترونات البطيئة.

(2) امكن ان تشطر العناصر ثوريوم (90) والبروتكتينيوم (91) بالنيوترونات السريعة ايضا.

(3) تحررت في جميع الحالات طاقات انحلال كبيرة جداً، تساوي حوالي عشرة اضعاف رتبة الطاقات المشهودة سابقاً.

(4) في جميع الحالات انبعثت نيوترونات سريعة.
(5) كانت جميع شظايا الانشطار مشعة وانحلت الى نويدات مستقرة بسلسلة من انبعاثات β^-.
(6) تراوحت الاوزان الذرية لنواتج الانشطار من حوالي 70 الى 160، ولو طبعاً، نواة يورانيوم مولدة واحدة يمكن ان تنتج شظيتين، وقد شخصت جميع هذه النواتج في نهاية الامـر بالـطرق الكيميائيـة الاشعاعية وبذلك تمت البرهنة على ان العناصر المتوسطة قد انتجت في عملية الانشطار. وهكذا، في بداية الحرب العالمية الثانية، كانت عملية الانشطار الثنائي بالحث النيوتروني قد رسمت تماماً.

22 - 2 نظرية الانشطار النووي :-

ولو ان نوع الانشطار المشار اليه في الجزء السابق يجب ان يستهل بالنيوترونات، وقد اظهرت البحوث المتأخرة ان الانشطار يمكن ان يستحث بالديوترونات وبجسيمات (α) من المعجلات ايضـاً، وحتى «الانشطار الضوئي» كان ممكناً باستعمال اشعة (γ) الساقطة. وقد بين عمل آخر ان العناصر الاخف يمكن ان تشطر ايضا بجسيمات عالية الطاقة، فمثلاً في حالة النحاس:

$$^{63}_{29}\mathrm{Cu} + {}^{1}_{1}\mathrm{H}\ (p) \begin{cases} \nearrow {}^{24}_{11}\mathrm{Na} \\ \searrow {}^{39}_{19}\mathrm{K} \end{cases} + {}^{1}_{0}n.$$

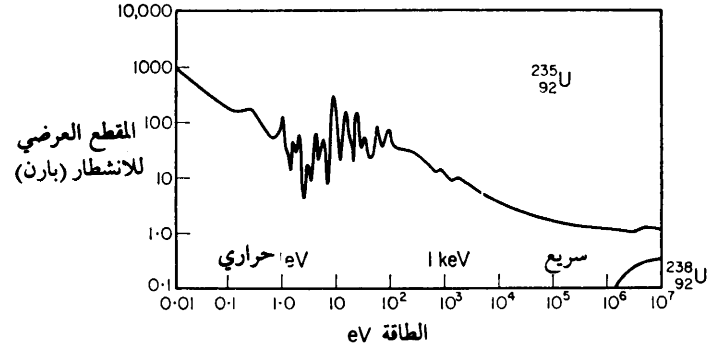
وهكذا فعملية الانشطار العامة بدون اية وسيلة محددة بالحالة الكلاسيكية لليورانيوم، وبالحقيقـة لايتطلب الانشطار التلقائي ان يكون فيه دقيقة قاصفة وقد اكتشف هذا خلال الحـرب العالميـة الثانية. ان احتمالية حصول عمليات انشطار مثل هذه، تحدث باختلاف كبير. فمثلاً المقطع العرضي (او الاحتمالية) لانشطار ^{235}U بالنيوترون الحراري (0.025eV) هو (580 بارن)، بينما يكـون المقطع العرضي للانشطار للنيوترونات التي طاقتها (2MeV) المؤثرة على ^{238}U اقل من (ابارن)، لاحظ الشكل (1 - 22).

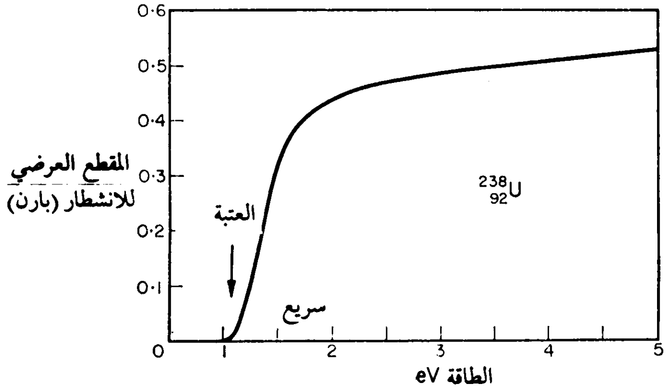
ان عمر النصف للانشطار التلقائي للنظير ^{235}U هو (3×10^{17}) سنة وهذا يقـابل معـدل انشطار تلقائي واحد بالساعة بالغرام من ^{235}U تقريباً.

ان احدى الحقائق المهمة جداً التي انبثقت من هذا العمل المبكر كانت تتعلق بقابلية انشطار ^{235}U بالنيوترونات ذوات الطاقة الواطئة (نيوترونات حرارية 0.025eV) بينما بدا هناك وجود طاقة عتبة حوالي (1.0MeV) قبل ان يمكن شطر ^{235}U كما في الشكل (22.2). وهكذا فالنظير ^{235}U قابل للانشطار بكلا النيوترونات البطيئة والسريعة، ولكن ^{238}U قابل للانشطار بالنيوترونات السريعة فقط، ولو ان هـذا لايمكن تفسيره بدلالات فيزيائية بسيطة.

في النهاية اعطي تفسير من قبل بور ووילر باستعمال نموذج قطرة السائل (الفصل 19). فقد حصلا على تعبير نصف كمي لطاقة النيوترون المطلوبة لتبدأ الانشطار في نواة معينة، حيث اتفقت جيداً مع القيمة التجريبية في حالة النظير ^{238}U.

لنفرض ان القطرة استمرت في حالتها الكروية بقوى من اصل جزيئي داخلي واي اضطراب في هذه الحالة سوف يتطلب قوة خارجية، التي تشوه الكرة الى مجسم ناقص. فاذا كانت القوة كبيرة بصورة كافية، فان المجسم الناقص يضيق ويتخصر الى شكل دمبل، وفي النهاية تنقطع من الرقبة المتخصرة الى جزئين رئيسين مع بعض القطرات الصغيرة الاضافية، كما في كرية الهضبة عندما تنقطع قطرات السائل بعيداً من حنفية تحت الجاذبية. وتفهم هذه العملية بصورة احسن بيانياً كما في الشكل 22 - 2.

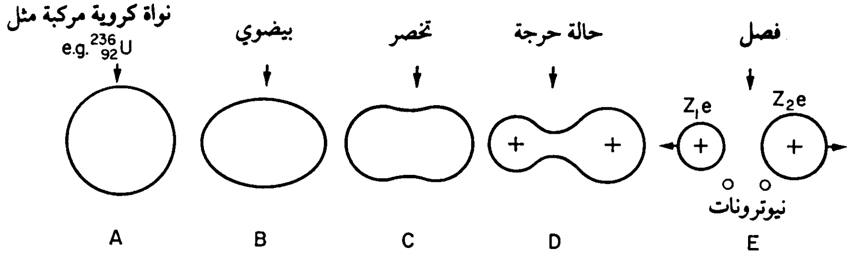




الشكل 22 - 1

منحنيات المقاطع العرضية - الطاقة لـ $^{235}_{92}U$ و $^{238}_{92}U$

وعندما تعاني نواة انشطاراً، فان النيوترون الساقط ينضم اليها ليكون نواة مركبة التي تكون عالية الطاقة، وطاقتها الاضافية تتكون جزئياً من الطاقة الحركية للنيوترون ولكن بصورة عامة تكون الطاقة الترابطية للنيوترون الساقط المضافة.



الشكل 22 - 2

آلية الانشطار في نموذج قطرة السائل للنواة

وهذه الطاقة تظهر كي تستهل سلسلة من التذبذبات السريعة في القطرة التي تتخذ في بعض الاحيان الهيئة B المبينة في الشكل (22 - 2). ان قوة الاستعادة للنواة تنشأ من القوى بين النويات قصيرة المدى.

فاذا تصبح التذبذبات عنيفة بحيث تبلغ المرحلة (D)، ويكون الان كل نصف مشحون بشحنة موجبة، وبذلك يكون الانشطار النهائي في المرحلة E حتمياً. وهكذا تكون هناك طاقة عتبة او طاقة حرجة مطلوبة لتنتج المرحلة (D) التي بعدها لايمكن ان تعود النواة الى (A)، بسبب تنافر كولوم للجزئين.

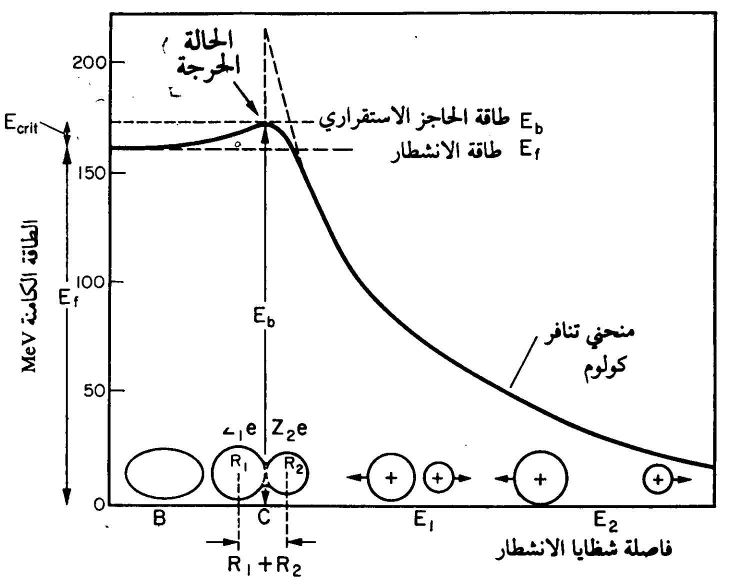
ان الطاقة الحرجة التي يجب ان تجهز مع النيوترون، موضحة بصورة جيدة في الشكل 22 - 3 الذي هو رسم بياني للطاقة الكامنة. حيث نلاحظ في هذا الرسم البياني كيف يجب ان تضاف الطاقة (Ecrit) الى النظام لكي تصبح طاقة النواة اكبر من طاقة الحاجز الاستقراري (E_b). وحالما يتغلب على الارتفاع الاقصى للحاجز فان النظام يهبط الى الحالة التي يكون فيها بأقل طاقة كامنة وتنفصل الشظايا. وعندما تكون كتلة النواة المركبة اكبر من الكتل لمجموع شظايا الانشطار، يكون الانشطار ممكناً حيث يتحرر الفرق الكتلي كطاقة طبقاً لعلاقة انشتاين:

$$\Delta E = c^2 \Delta m$$

ان قيمة طاقة التشويه الحرجة. Ecrit قد حسبت لاول مرة من قبل بور وويلر على اساس نموذج قطرة السائل حيث وجدا ان:

$$E_{crit} = 0{\cdot}89\ A^{2/3} - 0{\cdot}02\frac{Z\,(Z-1)}{A^{1/3}}\ \text{MeV}$$

حيث ان A هي الكتلة الذرية للنواة المركبة و (Z) هو عددها الذري.
وهذه المعادلة يمكن تحقيقها تجريبياً، فعندما (A = 236) و (Z = 92) ولانشطار النظير ${}^{235}_{92}U$ لدينا:



الشكل 22 - 3
منحني الطاقة الكامنة للانشطار

$$E_{crit}{}^{236}U = 0{\cdot}89 \times (236)^{2/3} - \frac{0{\cdot}02 \times 92 \times 91}{236^{1/3}}$$

$$= 0{\cdot}89 \times 38{\cdot}19 - \frac{0{\cdot}02 \times 92 \times 91}{6{\cdot}18}$$

$$= 34{\cdot}00 - 27{\cdot}10$$

$$= 6{\cdot}9 \text{ MeV}$$ (للنواة المركبة 236)

بينما:

$$E_{crit}{}^{239}U = 0{\cdot}89 \times (239)^{2/3} - \frac{0{\cdot}02 \times 92 \times 91}{239^{1/3}}$$

$$= 0{\cdot}89 \times 38{\cdot}51 - \frac{0{\cdot}02 \times 92 \times 91}{6{\cdot}206}$$

$$= 34{\cdot}28 - 26{\cdot}98$$

$$= \underline{7{\cdot}3 \text{ MeV}}$$ (للنواة المركبة 239)

وهكذا فان النواة ^{238}U تتطلب بالاحرى طاقة كلية اكثر من النواة ^{235}U لتبدأ الانشطار. والان نرى ان هذه الطاقة تضاف كطاقة حركية وطاقة ترابطية للنيوترون الساقط. وهذه الاخيرة تحسب من معادلة الكتلة نصف التجريبية بحساب الطاقة الترابطية الكلية للنواة المركبة (236) وبطرح الطاقة الترابطية للنواة الاصلية (235) منها، في حالة انشطار ^{235}U. وتعطي عمليات الطرح هذه الطاقات الترابطية للنيوترون المضاف في كل حالة كما يلي:

(a) لانشطار ^{235}U تكون الطاقة الترابطية للنيوترون المضاف = (6.8 MeV)
(b) لانشطار ^{238}U تكون الطاقة الترابطية للنيوترون المضاف = (5.9 MeV).

ففي حالة انشطار ^{235}U تجهز الطاقة الترابطية للنيوترون (6.8MeV) للطاقة المطلوبة (6.9 MeV)، ولذلك فان هذه النواة، خصوصاً، تكون قابلة للانشطار بالنيوترونات ذات الطاقة الواطئة. وعلى كل حال، فالطاقة الترابطية للنظير ^{238}U تكون (7.3 - 5.9 = 1.4 MeV) اقل من الطاقة الحرجة المطلوبة، وهكذا، من هذا الحساب يجب ان تكون النواة ^{238}U قابلة للانشطار بالنيوترونات التي طاقتها اكثر من (1.4 MeV) فقط. وقد وجدت طاقة العتبة هذه تجريبياً لتكون (1.1 MeV)، لكن يجب ان يتذكر المرء ان الارقام المستعملة في النقاش اعلاه تقريبية، معتمدة على اختيار الثوابت في معادلة الكتلة حيث ظهر الفرق في خصائص الانشطار بين ^{235}U و ^{238}U بوضوح. قارنهما مرة ثانية في الشكل (22 - 1).

بتعبير فيزيائي يكون الفرق بين نظيري اليورانيوم بسبب حقيقة ان ^{235}U الذي يمتلك 92 بروتون و 143 نيوترون وهي نواة زوجي - فردي بينما ^{238}U يمتلك 92 بروتون و 146 نيوترون وهي نواة زوجي - زوجي. وتوضح النظرية ان تحرير طاقة الانشطار يكون اسهل في حالة النوى فردية النيوترونات من النوى زوجية النيوترونات لـ (Z) معين. ان سبب الانشطار الحراري للنوى فردية النيوكليونات (A)، هي ان النواة زوجية - زوجية الناتجة تكون مربوطة بقوة اكبر في الحالة الارضية من النواة زوجية - فردية الباعثة. فالاسر النيوتروني اذاً يوفر طاقة تهيج اكثر مما يعزز الانشطار. سيتوقع ان جميع النوى زوجية البروتونات، فردية النيوترونات ان تكون قابلة للانشطار بالنيوترونات الحرارية، بينما النوى زوجية - زوجية سوف تتطلب نيوترونات سريعة.

الجدول (22 - 1) يوضح بعضاً من هذه الحقائق حيث نرى بصورة عامة ان الفرق في خصائص انشطار النوى، هو ان النوى زوجية النيوترونات تكون اكثر استقراراً من النوى فردية النيوترونات، ولذلك تتطلب ان تكون النيوترونات الساقطة ذات طاقة لتسبب الانشطار.

22 - 3 طاقة الانشطار النووي

ان معظم التفاعلات النووية، عدا الانشطار تمتلك قيمة Q من حـوالي (10 MeV). اما القيمـة القصوى المعروفة قبل (1939) كانت (22.2 MeV) الناتجة من تفاعل الديوترون:

$$^{6}_{3}Li + ^{2}_{1}H \rightarrow 2^{4}_{2}He\ (\alpha) + 22{\cdot}2\ MeV.$$

ابدت القياسات المبكرة لعملية الانشطار الجديدة تولد طاقة تفاعل حوالي (200 MeV)، اي على الاقل عشرة اضعاف اكبر من طاقات التفاعل المجابهة اعتيادياً، وهذا بسبب نقص الكتلة العالي نسبياً خلال الانشطار.

ان الحسابات التمهيدية لطاقة الانشطار المتحررة يمكن ان تنجز باستعمال منحني الطاقة الترابطية فاذا افترضنا ان القيم المحتملة للكتل الذرية للشظايا هي (95) و (140) فاننا يمكن ان نرى من المنحني ان $\bar{B}$ لـ (A = 95) و (A = 140) حـوالي (8.5 MeV) بينما لـ (A = 236) تكـون حوالي (7.6 MeV) فقط. وبذلك تكون طاقة الانشطار المتحررة هي الفرق بين هذين المقدارين مضروباً بالعدد الكلي للنويات. هكذا:

$$E_{fission} = 236\,(8{\cdot}5 - 7{\cdot}6)\ MeV$$
$$= 236 \times 0{\cdot}9\ MeV$$
$$= 212\ MeV.$$

ومن جهة اخرى، اذا اعتبرنا ان عملية الانشطار هذه هي بصورة نقية كطاقة كولوم التنافرية، فحالما يتم بلوغ المرحلة الحرجة تكون لدينا نواتان كرويتان على وشك ان تتنافرا مع بعضهما كما في الشكل (3 - 22)

الجدول 22 - 1

النواة الاصلية	Z	N	النيوترونات المطلوبة للانشطار
$^{233}_{92}U$	E	O	بطيء
$^{235}_{92}U$	E	O	بطيء
$^{238}_{92}U$	E	E	سريع
$^{232}_{90}Th$	E	E	سريع
$^{239}_{94}Pu$	E	O	بطيء
$^{237}_{93}Np$	O	E	سريع
$^{233}_{91}Pa$	O	O	بطيء
$^{236}_{93}Np$	O	O	بطيء

فالمسافات الفاصلة بينهما يمكن ان تحسب من معادلة نصف القطر، اي:

$$
\begin{aligned}
R &= R_0\, A^{1/3} \\
&= 1{\cdot}37\times 10^{-15}\, A^{1/3}\ \text{m} \\
&= 1{\cdot}37\, A^{1/3}\ \text{fm.}
\end{aligned}
$$

وهكذا لـ:

$$
\begin{aligned}
A &= 140,\ A^{1/3} = 5{\cdot}19 \\
R_{140} &= 6{\cdot}95\ \text{fm.} \\
A &= 95,\ A^{1/3} = 4{\cdot}56 \\
R_{95} &= 6{\cdot}25\ \text{fm.}
\end{aligned}
$$

وبأخذ القيم المحتملة للاعداد الذرية، فان طاقة كولوم التنافرية هي:

$$
\begin{aligned}
E_{\text{Coul}} &= \frac{Z(140)\, Z(95)\, e^2}{4\pi\epsilon_0 (R_{140}+R_{95})} \\
&= \frac{52\times 40\times (1{\cdot}6\times 10^{-19})^2}{\dfrac{1}{9\times 10^{9}}\times 13{\cdot}20\times 10^{-15}} \quad \text{(جول)} \\
&= 3{\cdot}63\times 10^{-11} \quad \text{(جول)}
\end{aligned}
$$

وبما ان 1.6×10^{-13} Joules = 1 MeV، نحصل على:

$$
\begin{aligned}
E_{\text{Coul}} &= \frac{3{\cdot}63\times 10^{-11}}{1{\cdot}6\times 10^{-13}}\ \text{MeV} \\
&= 227\ \text{MeV.}
\end{aligned}
$$

وتوضح هذه النتيجة ان طاقة الانشطار المحسوبة هي من رتبة (200 MeV).

ان اكثر الحسابات دقة لطاقة الانشطار تستعمل الفروق الكتلية المضبوطة كما فعلنا سابقاً في حالة التفاعلات غير الانشطارية. ويمكن ان تكتب التفاعلات الانشطارية التي نعتبرها الان هنا بـالصيغة العامة التالية:

$$
\text{U} + \text{n} \rightarrow X + Y + \nu\text{n} + Q\ \text{MeV}
$$

حيث ان X و Y هي شظايا الانشطار الرئيسة و ν = عدد نيوترونات الانشطار السريعة المنتجة. وكمعدل، لجميع ذرات اليورانيوم في النموذج تكون $\nu = 2.5$. وتكون كل من X و Y غـير مستقرة وتتحلل بانبعاث β^-، هكذا:

$$
{}^{A}_{Z}X \xrightarrow{\nearrow \beta^-} {}_{Z+1}^{\;\;\;A}C \xrightarrow{\nearrow \beta^-} {}_{Z+2}^{\;\;\;A}D \xrightarrow{\nearrow \beta^-} {}_{Z+3}^{\;\;\;A}E,\ \text{etc.}
$$

وتحسب قيمة Q من فرق الكتلة المضبوطة في جانبي معادلة الانشطار. ولعمل هذا يجب علينا ان نعد تفاعلاً معيناً تكون نقطتا النهاية المستقرتان في سلسلة β^- مذكورتين:

$$
{}^{235}_{92}\text{U} + {}^{1}_{0}\text{n} \rightarrow {}^{98}_{42}\text{Mo}\ \text{(مستقر)} + {}^{136}_{54}\text{Xe}\ \text{(مستقر)} + 2\,{}^{1}_{0}\text{n.}
$$

فعلى الجهة اليسرى من المعادلة، لدينا، بوحدات mu:

$$
\begin{aligned}
{}^{235}_{92}U &= 235{\cdot}044\\
{}^{1}n &= 1{\cdot}009\\
\hline
&\,236{\cdot}053
\end{aligned}
$$

(الكتلة الكلية للنواة المركبة):

وعلى الجهة اليمنى، لدينا:

$$
\begin{aligned}
{}^{98}_{42}Mo &= 97{\cdot}905\\
{}^{136}_{54}Xe &= 135{\cdot}917\\
2\,{}^{1}n &= 2{\cdot}018
\end{aligned}
$$

(الكتلة الكلية لنواتج الانشطار): $235{\cdot}840$

ولذلك بالطرح:

$$
\begin{aligned}
\Delta M &= 0{\cdot}213\ m_u\\
&= 0{\cdot}213 \times 931{\cdot}5\ \text{MeV}\\
&= 207\ \text{MeV},
\end{aligned}
$$

التي تكون مقارنة مع القيمة المحسوبة من طريقة الطاقة الترابطية اعلاه. اذ يكون هذا الرقم نموذجياً لجميع طاقات الانشطار، ولذلك يمكننا ان نستعمل دائماً الرقم التقريبي (200 MeV) في جميع حساباتنا الانشطارية. وتكون هذه الطاقة موزعة بصورة تقريبية كما يلي:

الجدول 22 - 2

الطاقة الحركية لشظايا الانشطار	168 MeV
الطاقة الحركية لنيوترونات الانشطار	5 MeV
طاقة الانحلال لـ β^- من نواتج الانشطار	4·8 MeV
طاقة نيوترينو من انحلال β^-	10·0 MeV
طاقة اشعة ـ γ الانية	4·6 MeV
طاقة اشعة ـ γ لنواتج الانشطار	6·9 MeV
المجموع	199·3 MeV لكل انشطار

وهذا قد يبدو عظيم جداً مقارنة مع تلك للتفاعلات غير الانشطارية. وبالجولات لاتكون غير:

$$200 \times 1{\cdot}6 \times 10^{-13} = 3{\cdot}2 \times 10^{-11}\ \text{joules},$$

وهذه بالحقيقة صغيرة. وعلى كل حال، يجب ان نتذكر ان هذه تكون الطاقة المنبعثة من كل نواة يورانيوم منشطرة. فاذا تمكننا من اقناع غرام واحد من ^{235}U لينشطر بالكمال، ستصبح الطاقة المصاحبة:

$$\frac{N_A}{235} \times 3{\cdot}2 \times 10^{-11}\ \text{joule},$$

حيث N_A = عدد افوكادرو = (6.02×10^{23}) ذرة بالمول الواحد.

وهكذا، فالطاقة المتولدة من الغرام الواحد = $\frac{6.02 \times 10^{23}}{235} \times 3.2 \times 10^{-11}$ joule = جول

$= 8.2 \times 10^{10}$ joule جول

$= 82$ GJ, كيكا جول

الذي سيكون كافياً لتسخين (200 Mg) من الماء الى درجة الغليان الاعتيادية.

وهذه بالحقيقة كمية كبيرة جداً من الطاقة من حوالى ($50\ mm^3$) من اليورانيوم فقط. وهي مكافئة للطاقة المتحررة من انفجار (20) طن من T.N.T (تراي نايترو تولوين مادة شديدة الانفجار). فاذا تحررت جميعها مرة واحدة، اي جميع ذرات اليورانيوم تنشطر خلال حوالي 1 مايكروثانية سيكون لدينا اذاً قنبلة نووية. . واذا سيطرنا على هذه الطاقة المتحررة سيكون لدينا مفاعل نووي. فالانشطار النووي يمكن ان يستعمل اما مصدر طاقة للاغراض العسكرية او الاغراض السلمية.

ان وحدة الطاقة المستعملة في وصف القنابل هي الطن من T.N.T المكافىء. وان قنابل (1945) الذرية الاصلية احتوت تقريباً 1 كيلو غرام من المادة القابلة للانشطار، ويكون هذا مكافئاً لحوالي:

20,000 tons T.N.T.	(طن)
2×10^{13} calories	(سعرة)
8.2×10^{13} joules	(جول)
6.2×10^{13} ft lb	(قدم . باوند)
2.3×10^{7} kWh	(كيلو واط . ساعة)

وحرق 7,000 طن من الفحم

وهذه هي الطاقة المكافئة لقنبلة (20) كيلو طن. اما القنبلة (20) ميكا طن ستمتلك طاقة مكافئة لحرق (7) ملايين طن من الفحم خلال بضع مايكروثانية - حوالي 4% من الانتاج السنوي الكلي للفحم في المملكة المتحدة.

22 - 4 توزيع نواتج الانشطار

لقد شاهدنا ان النواة القابلة للانشطار تعطي شظيتي انشطار فقط اللتين بعذ ذلك تتحللان بانبعاث β^- الى ناتج نهائي مستقر. اي نويدات شظية متميزة تنتج من نواة معينة هو موضوع صدفة، وان المدى لنواتج الانشطار الاجمالية سيكون بصورة تقريبية من البروم الى الباريوم في الجدول الدوري. وان تركيز نويدات الانشطار يعتمد على الكتلة الذرية، وان منحني التوزيع يمتلك هيئة غريبة كظهر السرج كما موضح في الشكل (22 - 4)، الذي هو الرسم البياني الشهير لمنحني حصيلة الانشطار من ^{235}U. حيث يوجد هناك قمتان محددتان جيداً في ($A = 95$) و ($A = 140$) تقريباً. ان النتاج الكلي يكون (200%) لانه يوجد هناك شظيتان للانشطار الواحد. لاحظ ان الاحداثي الرأسي على مقياس لوغاريتمي وان التركيز لاكثر النويدات احتمالا يكون (6%) فقط. وان العدد الكلي لنويدات الانشطار المشخصة تبلغ حوالي (300)، بضمنها حوالي (200) باعث β مختلفة. ان منحني حصيلة الانشطار غير المتناظر الموضح في الشكل (4.22) يظهر في جميع النوى التي يمكن ان تشطر بالنيوترونات الحرارية لكن بالنيوترونات السريعة والجسيمات الاخرى وان الحوض الذي في المنحني يميل الى الامتلاء.

ان التوزيع الطاقي لنواتج الانشطار يمكن الحصول عليه بفرض ان الشظيتين تقذفان بزخم متساوي

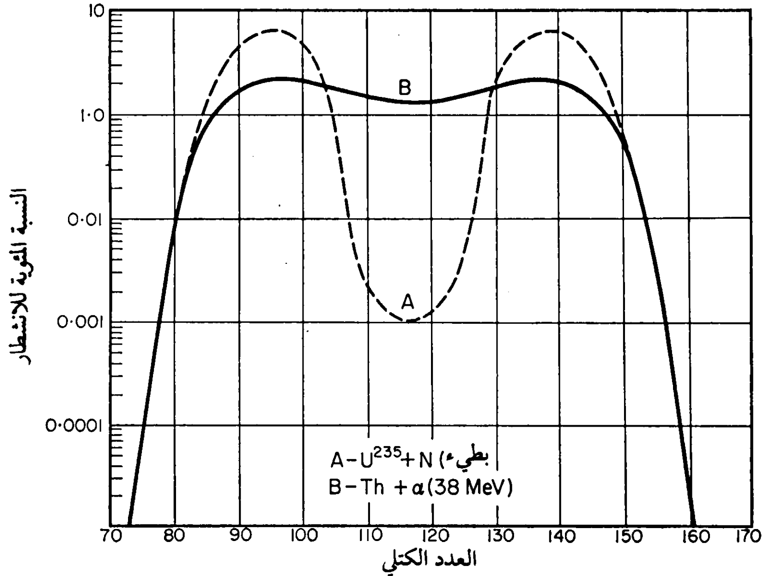
ومتعاكس ولذلك فان:

$$M_1V_1 = M_2V_2$$

ولذلك:

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{\frac{1}{2}M_1(M_2V_2)^2}{\frac{1}{2}M_2(M_1V_1)^2} = \frac{M_1}{M_2} = \frac{95}{140}$$

فيعطي $E_1 / E_2 = 2/3$ تقريباً، لموقعي القمتين. وهذا موضح في الشكل (22 - 5) الذي هو منحني الطاقة المقابلة لتوزيع النويدات في الشكل (22 - 4).



الشكل 22 - 4

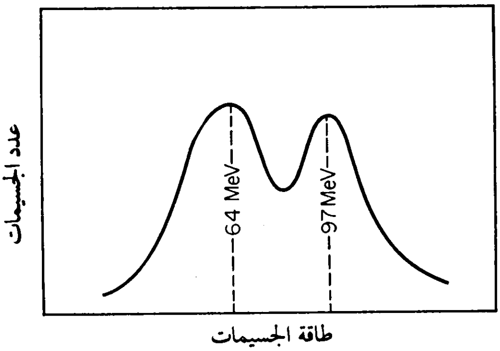
منحنيات حصيلة نواتج الانشطار $_{92}{}^{235}U$(a) بالنيوترونات البطيئة و Th (b) بجسيمات - α. (مأخوذة من الاشعاع والفيزياء النووية، جي. ام. كورك، فاننوستراند 1957).

22 - 5 خصائص نيوترونات الانشطار

ان استخدام الطاقة النووية (اما في مفاعل نووي او في قنبلة) يعتمد اساساً على انتاج نيوترونات الانشطار السريعة. وان توزيع طاقة نيوترون الانشطار مبين في الشكل (22 - 6) والذي يكون فيه معدل الطاقة هو (2.0 MeV) والطاقة الاكثر احتمالاً حوالي (0.7 MeV). وطيف طاقة الانشطار هذا يكون اكثر اهمية عندما تؤخذ بعين الاعتبار دورة النيوترونات في مهدىء المفاعل الحراري. ان عدد النيوترونات التي تولد بالانشطار المنفرد هي دائماً عدد صحيح لكن المعدل الاجمالي يكون حوالي (2.5) نيوترون للانشطار الحراري الواحد. بالاضافة الى النيوترونات التي ذكرناها تواً، والتي تولد في لحظة الانشطار (ولذلك قد تدعى النيوترونات العاجلة) توجد هناك عدة حالات التي ينتج فيها النيوترونات في منتصف احدى متسلسلات انحلال نشاط β^-، وهذه تتراكم لغاية 0.75 بالمائة من جميع النيوترونات، وتدعى النيوترونات المتأخرة لان في جزء معين من السلسلة يقذف نيوترون وجسيمة β^- آنياً. ان احسن مثال لهذا هو مخطط انحلال $_{35}{}^{87}Br \rightarrow {}_{36}{}^{86}Kr$، المبين في الشكل (22 - 7) الذي يكون عمر النصف فيه

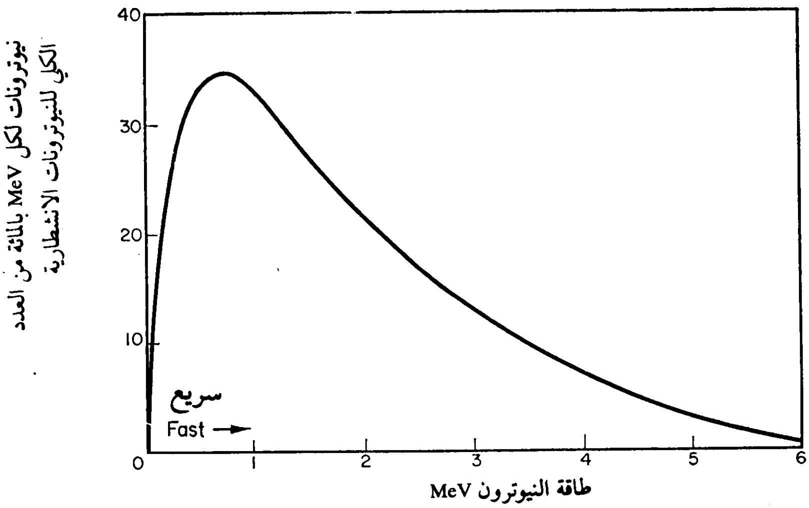
55.6 ثانية . ويجب ان نوضح هنا انه اذا لم تكن النيوترونات المتأخرة موجودة، التي تزيد معدل حياة جميع نيوترونات الانشطار حيث ستكون السيطرة على المفاعل النووي الحراري مستحيلة كما نوقشت في الجزء (22 - 8) . ان التشغيل الناجح لمفاعل حراري يتطلب مهدئاً بين قطع اليورانيوم كي يبطىء النيوترونات ذات المعدل الطاقي (2.0MeV) الى الطاقة الحرارية البالغة(0.025eV) المكافئة الى حوالي (300°K) .

كما يمكن مشاهدة انه بمحاولة ملائمة نيوترون طاقته(0.025eV) مع منحني الطيف النيوتروني، الشكل (22 - 6) وعملية الابطاء هذه تمثل تهدئة جميع نيوترونات الانشطار تقريباً، لان جميع نيوترونات الانشطار تقريباً تمتلك طاقات اكبر من(0.025eV) .



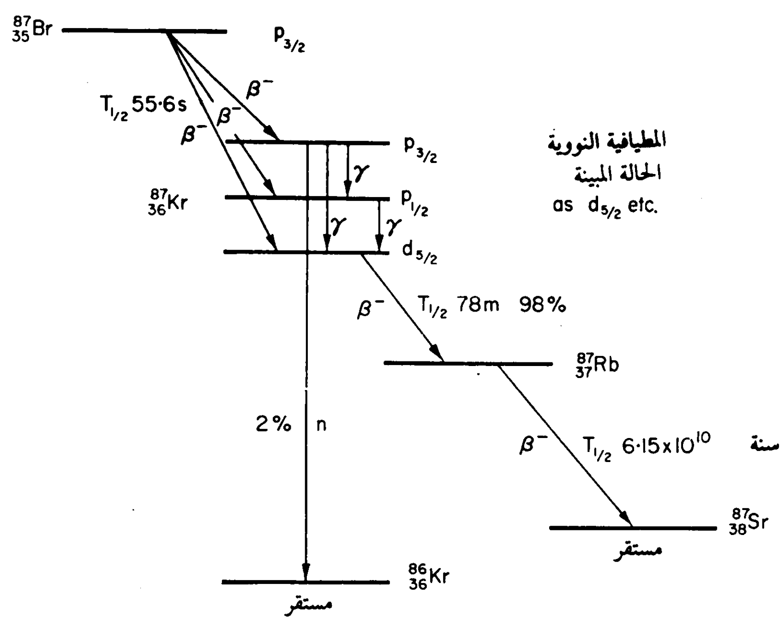
الشكل 22 - 5

توزيع الطاقة للشظايا الانشطارية . (مأخوذة من الاشعاع والفيزياء النووية، جي . إم . كورك فان نوستراند، 1957)



الشكل 22 - 6

طيف طاقة النيوترون الانشطاري



الشكل 22 - 7

انبعاث النيوترون المتأخر من انحلال السلف $^{87}_{35}Br$

22 - 6 متسلسلات انحلال β^- للانشطار

نرى من الجدول 22 - 2 ان طاقة اشعاع β^- لنواتج الانشطار تكون حوالي (15 MeV) بضمنها طاقة النيوترينو. ومن التحليل الكيميائي الاشعاعي المتكامل لنواتج الانشطار الاجمالي، وكان بالامكان تحديد نويدات الانشطار بمتسلسلات انحلال β^- العائدة لها، وان التفاصيل لعدد من هذه المتسلسلات اصبحت الان مفهومة بصورة كاملة. فبعضها طويل وبعضها قصير، وبما ان التراكيز للنويدات المعينة ليست ثابتة، فان قانون الانحلال الاجمالي لايكون اسياً. وان احدى المتسلسلات الطويلة هي مايلي:

$$^{143}_{54}Xe \xrightarrow{\text{ثانية}} {}^{143}_{55}Cs \xrightarrow{\text{قصيرة جداً جداً}} {}^{143}_{56}Ba \xrightarrow{\text{قصيرة}} {}^{143}_{57}La \xrightarrow{19\ min} {}^{143}_{58}Ce \xrightarrow{32\ hr} {}^{143}_{59}Pr \xrightarrow{13{\cdot}7\ d} {}^{143}_{60}Nd\ (\text{مستقرة})$$

كما يمكن وضع متسلسلة قصيرة مشابهة لها:

$$^{140}_{54}Xe \xrightarrow{16\ s} {}^{140}_{55}Cs \xrightarrow{66\ s} {}^{140}_{56}Ba \xrightarrow{12{\cdot}8\ d} {}^{140}_{57}La \xrightarrow{40\ hr} {}^{140}_{58}Ce\ (\text{مستقرة}).$$

لاحظ ان هذه متسلسلات متكاتلات وليست متسلسلات نظائر.

اثنتان من متسلسلات β^- لها اهمية خاصة في السيطرة على المفاعل وهي:

$$^{135}_{52}Te \xrightarrow{2\ m} {}^{135}_{53}I \xrightarrow{67\ hr} {}^{135}_{54}Xe \xrightarrow{9{\cdot}2\ hr} {}^{135}_{55}Cs \xrightarrow{20{,}000\ yr} {}^{135}_{56}Ba\ (\text{مستقرة})$$

$$^{149}_{60}Nd \xrightarrow{1{\cdot}7\ hr} {}^{149}_{61}Pm \xrightarrow{50\ hr} {}^{149}_{62}Sm\ \text{مستقرة}$$

التي تمتلك فيها نظائر الزينون والساماريوم مقطعاً عرضياً كبيراً للغاية، للنيوترونات الحرارية وهي لذلك تعد كسموم للمفاعل. والجدول 22 - 3 يوضح المقاطع العرضية لـ (Xe) و (Sm) مقارنة مع تلك لمواد المفاعل الاخرى. ونرى في متسلسلات β^- ان بعض النويدات قصيرة العمر وبعضها طويلة العمر، لكن جميعها تتحلل منفردة طبقاً للقانون الاسي. فمعظم النويدات في متسلسلة (β^-) تتكون في حالات متهيجة ولذلك فهي تبعث اشعة (γ). ونرى من الجدول (22 - 1) ان طاقة اشعة (γ) هذه، تكون (6.9 MeV) بالانشطار الواحد.

ان اشعاعات (β^-) و (γ) من نواتج الانشطار هذه، تؤلف الخطر البيولوجي طويل المدى لمشغلي المفاعل وخطر الغبار المتساقط من تفجير القنابل النووية. ان قانون الانحلال لنواتج الانشطار الاجمالية يكون:

(لاية وحدة زمنية) $$A_t = A_1 t^{-1.2}$$

حيث A_t هي الفعالية في وحدات (t) بعد الانشطار (الانفجار) و A_1 هي النشاط بعد وحدة زمنية واحدة. ان هذا القانون بالغالب تخميني ويكون تقريباً مكافئاً لمعامل توهين (0.1) لزيادة في النسبة الزمنية بمقدار سبعة.

22 - 7 الانشطار المسيطر عليه ـ المفاعلات النووية.

ان التفاعلات المتسلسلة للانشطار النووي التي تستعمل فيها الاجيال المتعاقبة من النيوترونات لتسبب انشطارات اخرى وتحرر طاقة اضافية من نوى اليورانيوم يمكن ان تحث آنياً تقريباً (قنبلة) او طيلة فترة ممتدة (المفاعل او القمين الذري) ويجب ان تختار الشروط لكل منها بدقة.

ليست جميع النيوترونات تستعمل في انتاج انشطار حيث ان بعضها لابد وان يفقد في عمليات نووية غير انشطارية وبعضها تسرب هندسي وراء المدى لليورانيوم. كمعدل، اذا كان من الواجب ان يستمر تفاعل متسلسل في كومة اليورانيوم، فعلى الاقل يجب ان يحفظ نيوترون واحد من الـ 2.5 نيوترون المولدة ليحدث انشطار آخر. ويمكننا ان نعرف الثابت k (بعض الاحيان يسمى معامل التضاعف النيوتروني) ويساوي عدد نيوترونات الانشطار صافية التأثير المولودة في الجيل الواحد. فاذا كان (k>1) فان تعداد نيوترونات الانشطار يزداد وبذلك يستمر الانشطار، لكن اذا كان (k<1) فان تعداد النيوترونات يقل وان التفاعل المستمر لن يدوم. ان المعادلة التي توضح سلوك النيوترون هي:

$$N = N_0 e^{\frac{k-1}{k} \cdot \frac{t}{\tau}}$$

حيث N هو عدد النيوترونات الموجودة في زمن معين t

N_0 هو عدد النيوترونات الموجودة في زمن معين t = 0

k = معامل التضاعف النيوتروني كما معرف اعلاه

τ = معدل عمر النيوترون حوالي 1nS بين انشطارين داخل اليورانيوم نفسه.

ويسمى التعبير k / (k - 1) احيانا المفاعلية (ρ) كي تكون المعادلة:

$$N = N_0 e^{\rho t/\tau}$$

معبرة عن التغيير في التعداد النيوتروني مع الزمن. فاذا (k>1) فان التعداد النيوتروني في المفاعل سوف يزداد، لكن عندما تكون المفاعلية سالبة اي (k<1) فان عدد النيوترونات الموجودة تتناقص اسياً.

وبما ان فقدان نيوترونات الانشطار المحتملة من سطح قطعة يورانيوم كروية سوف يتناسب مع المساحة السطحية ($4\pi R^2$) وان انتاج نيوترونات الانشطار سوف يتناسب مع الحجم πR^3 (4 / 3). ولذلك فان نسبة الفقدان الى الانتاج سوف تتناسب عكسياً مع (R) نصف القطر. ومن هذا نرى ان الكتلة الاكبر من اليورانيوم ستكون الاقل خسارة للنيوترونات والاكثر احتمالاً انها ستمتلك (k>1) وهكذا يجب ان يكون هناك حجم حرج لكتلة من اليورانيوم التي يكون لها (k = 1). وعندما يكون k<1 فان التفاعل الانشطاري المتسلسل لايمكن ان يحصل ولكن عندما k>1 فان التفاعل سوف يداوم.

ان النوع الاصلي «للقنبلة الذرية» يتكون من قطعتين دون الحرجة من اليورانيوم او البلوتونيوم المنشطر مفصولة عن بعضها بمسافة كافية لتجعلهما غير مؤذيتين. وعندما تجبران على الاندماج سوية فجأة، كي تصبح الكتلة الكلية فوق الحرجة وبوجود مصدر نيوتروني، فان الانشطار يبدأ ويستمر حتى ينشطر جميع اليورانيوم بصورة رئيسة بالنيوترونات السريعة، فمثلاً كانت الكتلة الكلية من اليورانيوم المستعمل في القنابل الذرية الاولى (1) كيلو غرام تقريباً ولـ (k = 1.1)، لدينا *(ρ~0.1)* و

$$N=N_0e^{0.1t/10^{-9}}.$$

فاذا كانت (t = 1μs)، فان:

$$N=N_0e^{100}$$

او:

$$N/N_0=e^{100}=10^{43}$$

ان هذه المعادلة تعني انه خلال (1μs) تضاعفت النيوترونات عدة ملايين من المرات، وتكون كافية لان تسبب انشطاراً في ذرات اليورانيوم (10^{24}) الموجودة، وان الـ (8.2×10^{13}) جول المصاحبة للكيلو غرام الواحد من اليورانيوم سوف تتحرر خلال فترة زمنية اقل من (1μs) التي تنطوي على انفجار كبير.

وللسيطرة على هذه الطاقة المتحررة تستعمل الحقيقة ان اليورانيوم له نظيران هما (235) و (238) بالنسبة (1):(137.8) وان النظير (235) فقط يكون قابلاً للانشطار بالنيوترونات البطيئة. ومن هنا، اذا كان بالامكان ان تبطأ نيوترونات الانشطار السريعة من قطعة اليورانيوم قبل وصولها الى قطعة اليورانيوم التالية فان المعامل الزمني المشمول سوف يزداد وان الانشطار سوف يحدث في النظير (235) فقط، ولو ان بعض النيوترونات الحرارية سوف تفقد في نظير اليورانيوم (238) بالامتصاص. ويوزع اليورانيوم بصورة منتظمة داخل وسط مبطىء و مهدىء بطريقة ما بحيث انه قبل وصول نيوترون انشطاري من قطعة الى اخرى يكون قد ابطأ واستعد لان ينتشر نحو القطعة الاخرى بالطاقة المشبكية للكرافيت، اي (0.025eV). ان جميع المفاعلات المدنية البريطانية تستعمل الكرافيت كمهدىء. وبالدخول الى قطعة اليورانيوم الثانية، يسبب النيوترون انشطاراً في النظير (235) وتعاد الدورة باكملها. ان معدل حياة نيوترونات الانشطار في مفاعل كرافيت تزداد الى حوالي (1ms)، وعند احتساب النيوترونات المتأخرة ايضاً فان عمر النيوترون الكلي تضاف اليه زيادة (0.1s)، وهكذا بأخذ *(ρ = 0.1)* للمقارنة، لدينا

$$N=N_0e^{0.1t/0.1}=N_0e^t$$

ولـ:

$$t=1\mu s,\ N=N_0e^{10^{-6}} \ :\text{و}\ \ N \doteq N_0.$$

ولذلك يكون النمو النيوتروني في المفاعل ابطأ بكثير مما في القنبلة. وبالحقيقة فان النمو في القنبلة ملايين الملايين من المرات يستغرق t ثانية، وتعطى تقريباً بـ $e^{0.1\times t}/10^{-9} = 10^{12} = e^{28}$ كي يكون

$t = (28 / 10^8) = 3 \times 10^{-7}$ s. وللنيـوترونـات المهدأة في المفـاعل يكـون الزمن المقـابل t معـطيـاً (للمفاعل) بـ:

$$e^{0.1\times t/10^{-1}}=10^{12}=e^{28} \text{ so that } t=28 \text{ s}$$

ومثل هذه الحسابات تظهر انه عندما تزداد حياة النيوترون من (1ns) الى (0.1s) تصبح السيطرة على المفاعل ممكنة عملياً ويحصل عليها باستعمال اعمدة الكادميوم ╲ حديد بوروني بداخل قلب المفاعل. ويمكن ان تحرك هذه الاعمدة داخلاً وخارجاً بصورة ميكانيكية، وبما ان الكادميوم والبورون يمتلكان مقاطع عرضية كبيرة للنيوترون الحراري، كما مبين في الجدول (22 - 3) يمكن للدفق النيوتروني ان يمتص وينظم حسب الرغبة.

توجد هناك عدة مميزات للمفاعلات النووية ولايمكننا مناقشتها هنا، ولكي نتتبع تاريخ حياة نيوترون منذ ولادته كنيوترون انشطاري سريع حتى يتسبب في النهاية بانشطار اضافي كنيوترون بطيء في $^{235}_{92}U$، فان الامر يكون معقداً جداً. والمفاعلات النووية تعتمد في عملها على المعرفة الدقيقة لتـاريخ حيـاة نيوترون المفاعل. ويمكن ان تكون المفاعلات غير متجانسة او متجانسة معتمدة على النـظام المهدىء المستعمل. وانها قد تستعمل نيوترونات سـريعة او حـرارية، يـورانيوم طبيعي ويـورانيوم مخصب بـ ($^{235}_{92}U$). ومن الممكن ان يكون المهدىء ماء اعتيادي او ماء ثقيل او كـرافيت او سائـل عضوي او بريليوم. ويمكن ان تستعمل المفاعلات في انتاج القـدرة او لاغراض البحث كـما في فحص المواد في درجات الحرارة العالية والدفق النيوتروني العالي. وانها قد تستعمل ايضاً في انتاج البلوتونيوم لتخصيب وقود منشطر آخر.

الجدول 22 - 3

المقاطع العرضية للنيوترونات الحرارية للمواد المهمة في تصميم المفاعل

المادة	مقاطع الامتصاص σa	مقاطع التشتت σs	مقاطع الانشطار σf	الملاحظات
H_2O	0·66	~62		مهدىء
D_2O	0·00046	~14		do
Be	0·10	7		do
BeO	0·10	11·2		do
C الكرافايت	0·0045	4·8		do
B	769	~3·8		مهدىء
Cd	2550	65		do
^{135}Xe	$2·7\times10^6$			اعمدة السيطرة
^{149}Sm	$5·0\times10^4$			do
^{235}U	694		582	قابلة للانشطار
^{238}U	2·8			قابلة للانشطار (بالنيوترونات السريعة)
Nat U	7·7		4·2	
^{239}Pu	1025		738	(قابلة للانشطار) تنتج في المفاعل

جميع المقاطع العرضية بوحدات البارن

22 - 8 وصول القدرة النووية

على الرغم من ان تكاثر المفاعلات النووية خلال العقد الاخير كان مدهشاً، فان التقدم الاعظم كان في حقل انتاج القدرة النووية. فمن تجربة كالدر ـ هول لـ (35Mw) في عام (1956) حصل هناك نمو مذهل

لبرنامج القدرة البريطاني ليبلغ حوالي (5000 Mw)، من محطات حرارية منفردة شيدت بمعدلات قدرة منفردة تبلغ الـ (600 Mw). ومن المتوقع ان يبدأ النموذج الاولي للمفاعل السريع العمل بحلول 1971. وقد تم تصور انتاج (1000 Mw (E لكل من محطات المفاعلات السريعة بحلول 1976. وستصبح السعة الكلية النووية المشيدة (30000 Mw(E بحلول 1980. وان كلفة توليد الوحدة الكهربائية يجب ان تنخفض الى حوالي (0.14new Pence / kwh) مقابل (0.21new Pence / kwh) من محطة تحرق الفحم.

والولايات المتحدة، التي تمتلك كمية هائلة من احتياطات الوقود التقليدي (الاحفوري)، فقد حصل تقدم مفاجىء وحاسم في السوق. وان نصف السعة الكلية لتوليد القدرة الجديدة التي تحتاجها الولايات المتحدة تقريباً هي نووية اصلاً. وقد بلغت المحطات النووية للقدرة التي تعمل حالياً او مقدرة حوالي المائة، وان السعة الكلية المشيدة بحلول 1980 مقدر لها ان تبلغ حوالي ((150,000 Mw (E). ان كلفة انتاج الكهرباء من الفحم لابد وان ترتفع سنوياً، وبالمقابل فان الكهرباء النووي يصبح ارخص كلما تتجمع الخبرة التصميمية والتشغيلية.

مسائل

(المسائل المؤشرة بنجمة قد تم حلها بصورة كاملة في نهاية الفصل)

22 - 1 ما المميزات في تفاعل الانشطار النووي التي تجعله مختلفاً عن الانواع الاخرى من التفاعلات النووية؟

22 - 2 اشرح بالتعابير الفيزيائية لماذا ينتج اكثر من نيوترون انشطاري واحد من نيوترون ابتدائي منفرد؟

22 - 3 صف بتعابير فيزيائية مفهوم «المقطع العرضي» كما يستعمل في فيزياء النيوترون. ارسم الشكلين البيانيين للمقاطع العرضية لانشطار $^{235}_{92}U$ و $^{238}_{92}U$ وتغيرها مع الطاقة. علق على الفرق بينهما؟

22 - 4 بين الى اي حد نجح نموذج قطرة السائل في شرح سبب عدم انشطار النظير $^{238}_{92}U$ بالنيوترونات البطيئة؟

*22 - 5 احسب الطاقة الكامنة الالكتروستاتية بين نواتين متساويتين نتجتا في انشطار $^{235}_{92}U$، في لحظة انفصالهما؟ استعمل المعادلة: $R=R_0 A^{\frac{1}{3}}$

الجواب: (240 MeV).

22 - 6 الى اي حد تتوقع (a) نموذج قطرة السائل و (b) النموذج القشري للنواة يكون قادراً على تفسير شكل منحني توزيع نواتج الانشطار؟

22 - 7 اكتب متسلسلات الانشطار لانحلال (β^-) التي تنتج $^{135}_{54}Xe$ و $^{149}_{62}Sm$. لماذا تسمى هاتان النويدتان بـ «سموم الانشطار»؟

22 - 8 في بعض متسلسلات انحلال (β^-)، تكون النويدات باعثات β^- في حالات متهيجة. وهذا يعني ان بعضاً من هذه النوى يمكن ان تتحلل بانبعاث نيوترون اضافة الى انبعاث β^-، بنفس عمر النصف، وقد اعطي مثال على هذا تبلغ النسبة المئوية للنيوترونات المتأخرة في الحصيلة الكلية للانشطار حوالي (0.75) بالمائة، وهذا يزيد معدل حياة النيوترن الى حوالي عشر الثانية. بين كيف يجعل هذا السيطرة على التفاعل الانشطاري المتسلسل ممكناً.

22 - 9 اكتب مقالاً علمياً عن انواع واستعمالات المفاعلات النووية الانشطارية.

*22 - 10 تعتمد فائدة الكادميوم في المفاعل النووي على مقطعه العرضي الكبير لامتصاص النيوترون الحراري بالنظير 113 اي «σ_a = 21000 barns» فاذا كانت كثافة الكادميوم (8.7×10^3 kg / m^3)، احسب المقطع العرضي العياني (الماكروسكوبي) للنظير ^{113}Cd، ومنه كم يكون السمك المطلوب لتوهين حزمة نيوترونية الى (0.01) بالمائة من شدتها الاصلية.

الجواب: ($97\,000$ m^{-1}, $x = 0{\cdot}95$ μm)

22 - 11 ان معدل الطاقة المتحررة في العملية الانشطارية هو (200 MeV) للانشطار الواحد. فاذا كان المفاعل يعمل بمستوى قدرة يبلغ (6Mw) احسب عدد الانشطارات بالثانية الواحدة المطلوب لانتاج هذه القدرة؟

الجواب: ($1{\cdot}88 \times 10^{17}$ fiss. per sec)

22 - 12 في الانشطار الثنائي بالحث النيوتروني لـ ($_{92}^{235}$U (235.044) يوجد على الاغلب ناتجان نهائيان مستقران هما ($_{42}^{98}$Mo (97.905) و ($_{54}^{136}$Xe (135.917). افرض ان هذين النظيرين جاءا من عملية الانشطار الاصلية. اوجد (a) اية من الدقائق الاساسية تطلق (b) النقص الكتلي للتفاعل و (c) الطاقة المكافئة المتحررة؟

الجواب: (2n, 4β^-, $0{\cdot}2215$ m$_u$, abou 206 MeV)

22 - 13 كم انشطار بالثانية يستحث في ... سود يورانيوم طبيعي كثافته (19×10^3 kg / m^3) بدفق نيوتروني حراري مقداره (10^{18} ... rons / (m^2.S)؟

22 - 14 افرض ان مستوى القدرة في مفاعل يتناسب م عدد النيوترونات الكلي في المفاعل، احسب المفاعلية المطلوبة لزيادة مستوى القدرة بمعامل (e = ... 718) في (10) ثوان، اذا كانت (T = 1ms) للمفاعل. تجاهل النيوترونات المتأخرة؟

22 - 15 اعد حساب الزيادة في مستوى القدرة في المسألة السابقة بأخذ النيوترونات المتأخرة بنظر الاعتبار؟ علق على الفرق؟

22 - 16 بين ان كثافة القدرة في المفاعل تعطى بالتعبير التالي:

حيث ان : $3\cdot2\Sigma_f\overline{nv}\times10^{-11}$ watt/m³.

Σ_f = المقطع العرضي الماكروسكوبي للانشطار
n = معدل كثافة النيوترونات
v = معدل سرعة النيوترونات
$\overline{nv}$ = معدل الدفق النيوتروني.

حلول المسائل

22 - 5 اذا كانت (R) نصف قطر كل نواة لحظة الانشطار، اذاً :

بأخذ
$$R=1\cdot3\times\left(\frac{236}{2}\right)^{1/3}\times10^{-15}\text{ m}=1\cdot3\times4\cdot88\times10^{-15}\text{ m},$$

اذاً :
$$R_0=1\cdot3\times10^{-15}\text{ m.}$$

$$E=\frac{\left(\frac{Z}{2}\right)^2e^2}{4\pi\epsilon_0\times2\times R}$$
$$=\frac{(46)^2\times(1\cdot6\times10^{-19})^2}{4\pi\times8\cdot85\times10^{-12}\times2\times1\cdot3\times4\cdot88\times10^{-15}}\text{ joules}$$
$$=\frac{2116\times2\cdot56\times10^{-1}}{12\cdot56\times8\cdot85\times2\cdot6\times4\cdot88}\times\frac{1}{1\cdot6\times10^{-13}}\text{ MeV}$$
$$E=\underline{240\text{ MeV.}}$$

22 - 10 المقطع العرضي الماكروسكوبي Σ يعطى بالمعادلة :

$$\Sigma=\frac{N_A\rho\sigma_a}{A}$$
$$=\frac{6\cdot02\times10^{26}\times8\cdot7\times10^3\times21000\times10^{-28}}{113}$$
$$\Sigma=\underline{97000\text{ m}^{-1}.}$$

لدينا من
$$I=I_0e^{-\Sigma x}$$
$$\Sigma x=\log I_0/I$$
$$=2\cdot3\log_{10}10000$$
$$=2\cdot3\times4=9\cdot2$$
$$x=\frac{9\cdot2}{97000}\text{ m}$$
$$=95\times10^{-6}\text{ m}$$
$$x=\underline{95\ \mu\text{m.}}$$

وهكذا فان سمك (0.1 mm) فقط يكون كافياً لتقليل الدفق النيـوتروني الى (0.0001) من قيمتـه الاصلية.

الفصل 23

العناصر المصنعة

23 - 1 النبتونيوم (93) الى اللورنسيوم (103)

ان القاء لمحة خاطفة على اي كتاب دراسي في الفيزياء او الكيمياء قبل (1939) ستبين ان قائمة العناصر واوزانها الذرية، اضافة الى الجدول الدوري تنتهي بالعنصر يورانيوم ($Z = 92$)، فقد كانت هذه الحالة طيلة الخمسين سنة السابقة. ومنذ ذلك الحين اضيفت عدة عناصر جديدة الى القائمة بصورة رئيسية من علماء الولايات المتحدة. وجميع هذه العناصر من صنع الانسان وهي مشعة، وبعضها نافع لانه قابل للانشطار.

وهذه العناصر الجديدة هي :

$Z = 93$	94	95	96	97	98
Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf
نبتونيوم	بلوتونيوم	امريسيوم	كيوريوم	بركليوم	كاليفورنيوم
$Z = 99$	100	101	102	103	104
Es	Fm	Md	No	Lw	
انيشتانيوم	فرميوم	مندليفيوم	نوبيلوم	لورانسيوم	كورجاتوفيوم

وقد اكتشفت هذه العناصر على التوالي في السنوات 1940، 1941، 1944، 1944، 1949، 1950، 1953، 1953، 1955، 1957، 1961 و1966 وهي تكون مايسمى بالعناصر ماوراء اليورانيوم ونتيجة مباشرة للدوافع المعطاة الى تجارب القصف النيوتروني باكتشاف عملية الانشطار. ومن الممكن ان يكون هناك احتمال وجود اثر من النبتونيوم والبلوتونيوم في القشرة الارضية، لكن الكميات المقصودة صغيرة جدا، وفي الحقيقة يمكن اعتبار هذه العناصر مصنعة. وان الاسم نوبليوم للعنصر (102) قد اصبح مقبولا حديثا.

23 - 2 تكوين العناصر ماوراء اليورانيوم

ان التفاعل الانشطاري في اليورانيوم ينتج عناصر متوسطة الكتلة وتكون ذات نشاط (β^-)، وعلى كل حال، هناك احتمالية ان الانشطار لايحدث في بعض نوى (^{238}U) الموجودة، بل نتيجة لامتصاص النيوترون ينتج نظير اليورانيوم (^{239}U). وهذا نفسه يحتمل ان يكون ذو نشاط (β^-) (وذلك لتعليل فعالية β^- الظاهرة في المتبقي) طبقا للمعادلة :

$$^{239}_{92}U \longrightarrow {}^{0}_{-1}e\,(\beta^-) + {}^{239}_{93}? + \bar{\nu}$$

ان علامة الاستفهام تمثل بعض العناصر غير المعروفة وعدده الذري (93)، وهذا هو التفاعل الذي تابعه العاملون الاوائل (1934) في بحوثهم، وبعد ان انحسر عمل التفاعل الانشطاري، عاد عدد منهم ليعمل على بواعث (β^-) لعناصر ماوراء اليورانيوم البديلة هذه. ان تشخيص المواد الجديدة استمر على

الخطوط المعروفة من تعيين عمر النصف والتحليل الكيميائي الاشعاعي عندما يكون ممكناً. لقد اجري الكثير من العمل المبكر هذا في بركلي، كاليفورنيا حيث كان مركزاً للعديد من البحوث النووية المستندة على مكائن التعجيل المشيدة هناك.

ان عمر النصف لنظير اليورانيوم (239) وجد (23.5) دقيقة وان انحلال (β^-) ثان بعمر نصف (2.3) يوم قد وجد ايضاً. وبعد فصل باعث β^- (2.3) يوم، تبين انه يمتلك خصائص مشابهة لتلك التي تمتلكها عناصر الاتربة النادرة، الا انه لايمكن ان يكون عنصراً ترابياً لان كتلته الذرية كانت عالية جداً. فقد اشارت الاختبارات الكيميائية الى ان المادة الجديدة تمتلك عدداً ذرياً مقداره (93). وبذلك فقد شخص هذا العنصر (الماوراء اليورانيوم) الاول، وسمي نبتونيوم، لان الكوكب نبتون هو التالي بعد اورانوس. وقد اكتشفت، عدة نظائر جديدة، بالنهاية، بصورة رئيسية بالقصف بالديوترونات او بجسيمات الفا بواسطة المكائن الكبيرة في بركلي. حيث اظهرت تجربة مبكرة بديوترونات السايكلترون ان التفاعل التالي ممكن:

$$^{238}_{92}U + ^{2}_{1}H \longrightarrow ^{238}_{93}Np + 2^{1}_{0}n.$$

وهذا النظير ذو نشاط (β^-) ايضاً وعمر النصف له يومان.

ويمكن للمرء ان يشاهد بصورة عامة ان التفاعل (n,γ) يكون متبوعاً بانبعاثات (β^-) المتعاقبة سوف تقود الى متسلسلة جديدة من العناصر بنفس الطريقة التي تتكون فيها المتكاثلات في متسلسلات (β^-) الانشطارية.

هكذا:

$$^{238}_{92}U + ^{1}_{0}n \longrightarrow ^{239}_{92}U + \gamma.$$

يتبعه:

$$^{239}_{92}U \xrightarrow{\beta^-} {}^{239}_{93}? \xrightarrow{\beta^-} {}^{239}_{94}? \xrightarrow{\beta^-} {}^{239}_{95}?$$

الخ. على الورق، لايوجد هناك حد لهذه الطريقة لانتاج العناصر ماوراء اليورانيوم، لكن يجب على المرء ان يدرك ان هناك انماطاً منافسة اخرى من الانحلالات الممكنة ايضاً. وهذه الفسحة المليئة من النظائر للعنصر الجديد يمكن ادراكها فقط بعد تجارب شاملة بدقائق عالية الطاقة غير النيوترونات.

23 - 3 النبتونيوم (93) Np

ان العديد من نظائر العناصر ماوراء اليورانيوم الباعثة لـ (β^-) يمتلك مثل هذه الاعمار النصفية القصيرة بحيث انه من الصعب جدا، اجراء التحاليل الكيميائية عليها. ان انتاج $^{237}_{93}Np$ وهو باعث لجسيمات (α) بعمر النصف من رتبة مليون سنة. ولذلك، كان خطوة نافعة الى الامام في البحث عن الخصائص الكيميائية للعنصر. وقد اكتشف هذا النظير في (1942) من تفاعل النيوترونات السريعة على $^{238}_{92}U$ حيث ان النتيجة كانت تكوين $^{237}_{92}U$ طبقاً الى:

$$^{238}_{92}U + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{237}_{92}U + 2^{1}_{0}n$$

يتبعها:

$$^{237}_{92}U \xrightarrow[6\cdot7\ days]{T_{\frac{1}{2}}} {}^{237}_{93}Np + {}^{0}_{-1}e\ (\beta^-) + \bar{\nu}$$

و:

$$^{237}_{93}Np \xrightarrow[2\cdot2\times10^{6}\ yr]{T_{\frac{1}{2}}} {}^{233}_{91}Pa + {}^{4}_{2}He\ (\alpha)$$

وهذا النظير طويل العمر وهو السلف للمتسلسلة المشعة ($4n + 1$) التي ذكرت سابقاً في الفصل (4). وبما ان هذا النظير مستقر تقريباً فان استعمال املاح النبتونيوم الكيمائية اصبح الان امراً اعتيادياً تقريباً كأستعمال املاح اليورانيوم. ومن بين نظائر النبتونيوم الاكثر شيوعاً المشخصة حتى الان هي:

231 232 233 234 235 236 237 238 239 240 و 241

وجميعها باعثة (β^-) ماعدا (231) ,(233) و (237).

23 - 4 البلوتونيوم (94) Pu

ان العنصر بلوتونيوم هو ربما الاكثر اهمية من العناصر ماوراء اليورانيوم على اساس ان نظيره (239) الذي يقارن بالنظير ($^{235}_{92}U$) لكونه قابل للانشطار بنفس النمط. ولذلك فهو يعد وقود مفاعل او قنبلة.
وباتباع النموذج العام لانحلال (β^-) في النبتونيوم يجب ان يؤدي الى تكوين البلوتونيوم هكذا:

$$^{239}_{93}Np \xrightarrow[2{\cdot}33\ days]{T_{\frac{1}{2}}} {}^{239}_{94}Pu + {}_{-1}^{0}e(\beta^-) + \bar{\nu}$$

يتبعه:

$$^{239}_{94}Pu \xrightarrow[25{,}000\ yr]{T_{\frac{1}{2}}} {}^{235}_{92}U + {}^{4}_{2}He\ (\alpha)$$

وتظهر هذه التفاعلات كيف ان $^{235}_{92}U$ ينتج من انحلال البلوتونيـوم. وهذا النـظير مهم جداً في تكنولوجيا المفاعلات لانه النظير المطلوب لانتاج طاقة الانشطار. وتتوقف سلسلة فعالية (β^-) فعلياً عند ($^{239}_{94}Pu$). وعلى كل حال يتبع من التفاعل (d,2n) مع ($^{238}_{92}U$)، فان النبتونيوم الناتج، يعني $^{238}_{93}Np$ يعطي نظير بلوتونيوم آخر $^{238}_{94}Pu$ بانبعاث (β^-) الذي هو باعث (α) ثانية. وتكونت عدد من النظائر الجديدة للبلوتونيوم بقصف جسيمات (α) السايكلترونية، اضافة الى انحلال β^- لمتكاثلات النبتونيوم المقابلة. وتمتلك النظائر المعروفة جميع الاعداد الكتلية من (232) الى (246).
ان الانتاج الحديث للبلوتونيوم هو كنتيجة لنمو النظير (239) في المفاعلات. وان جميع مفاعلات هيئة الطاقة الذرية البريطانية ومفاعلات القدرة المدنية المستعملة حتى الان هي مفاعلات يورانيوم طبيعي والتي يكون فيها، كما هو مبين سابقا، انتاج $^{239}_{94}Pu$ ناتجاً عرضياً طبيعياً. وبالحقيقة كانت المفاعلات الاصلية مصممة لانتاج البلوتونيوم وليست للقدرة الكهربائية. وعندما تزال اعمدة اليورانيوم من قلب المفاعل فانها يجب ان ترسل الى هيئة الطاقة الذرية لاستخلاص البلوتونيوم. وهذا يجري في عملية كيميائية معقدة. وان البلوتونيوم المستخلص يخزن بعيداً بعناية حيث يكون مصمماً في صفوف منتظمة دون الحالة الحرجة للاستعمال في المستقبل في المفاعلات المخصبة او القنابل.
وبسبب صعوبة الاستخلاص، وبسبب قيمته في السوق العالمية، فان ثمن البلوتـونيوم النقي من £10,000,000 للطن الواحد، وان الكمية المستخلصة من مفاعل واحد تكون صغيرة جداً.

23 - 5 الامريسيوم، (95) Am، والكيوريوم، (96) Cm

ان قصف النظير $^{238}_{92}U$ بجسيمات الفا من المعجل الدائري (السايكلترون) يؤدي الى تكوين نظائر البلوتونيوم وفقاً الى التفاعلات النووية:

$$^{238}_{92}U\ (\alpha, n)\ ^{241}_{94}Pu$$

$$^{238}_{92}U\ (\alpha, 2n)\ ^{240}_{94}Pu.$$

لقد وجد ان النظير $_{94}^{241}Pu$ باعث β^- وعمره طويل الى حد ما والناتج عنه نظير يتحلل بانبعاث (α) مشابه الى النظير $_{92}^{239}Pu$. هكذا:

$$^{241}_{94}Pu \xrightarrow[13\ yr]{T_{\frac{1}{2}}} {}^{241}_{95}Am + {}_{-1}^{0}e(\beta^-) + \bar{\nu}$$

منتجاً الامريسيوم، ثم:

$$^{241}_{95}Am \xrightarrow[500\ yr]{T_{\frac{1}{2}}} {}^{237}_{93}Np + {}^{4}_{2}He\ (\alpha).$$

وقد استعمل هذا النظير بصورة شاملة في دراسة كيمياء الامريسيوم.

فالنظائر في الفسحة (246 - 237) قد تكونت بسلسلة من التفاعلات مع نيوترونات المفاعلات، وباستعمال الجسيمات ذات الطاقة العالية من المعجلات.

ان كلا العنصرين الامريسيوم(95)والكيوريوم(96) تم اكتشافهما في (1944) وقد سمي الاخير بعد ماري كيوري. كما ان عناصر ماوراء اليورانيوم الاولى اصبحت متوفرة بكميات قليلة فان كلاً منها قد تعرض الى تكنيك تجارب القصف الاعتيادي التي ترسخت الان جيداً، واحدى هذه النتائج المبكرة كانت انتاج $_{96}^{242}Cm$ من التفاعل النووي:

$$^{239}_{94}Pu\ (\alpha, n)\ ^{242}_{96}Cm$$

حيث ان $_{96}^{242}Cm$ هو باعث لجسيمات (α)، بعمر النصف 162.5 يوم. ان كيمياء الكيوريوم اصبحت صعبة بسبب عدم توفر نظير طويل العمر، وفي الحقيقة تبلغ نظائر الكيوريوم ثلاثة عشر نظير معروف، يتراوح من $_{96}^{238}Cm$ الى $_{96}^{250}Cm$. ويبدو ان واحداً من اطول الاعمار هو $_{96}^{246}Cm$ الذي يبلغ عمره النصفي (4000) سنة، وعلى الرغم من انه نظير باعث لجسيمات (α) فمن المحتمل انه سوف يستعمل في الدراسات المستقبلية لكيمياء الكيوريوم.

23 - 6 البركليوم (97) Bk والكاليفورنيوم (98) Cf:

ان اسماء هذه العناصر تنم عن اصلها. فقد اكتشف البركليوم في (1949) بالقصف السايكلتروني كما يلي:

$$^{241}_{95}Am\ (\alpha, 2n)\ ^{243}_{97}Bk$$

حيث $_{97}^{243}Bk$ يمتلك عمر النصف 4.5 ساعة وان اطول النظائر عمراً في الفسحة (250 - 243) هو $_{97}^{247}Bk$ الذي يمتلك عمر النصف (1000) سنة. وهو نظير باعث لجسيمات (α) ومن المحتمل انه سيكون النظير الاساس في دراسة كيمياء مركبات البركليوم عن كثب.

ففي الوقت الحاضر يوجد ثمانية نظائر للبركليوم، ولكن متوفرة بكميات صغيرة جداً فقط وكتلتها تتراوح من (243) الى (250).

اما بقصف $^{242}_{96}Cm$ بجسيمات (α) المنبثقة من السايلكلترون فقد وجد العنصر الجديد، الكاليفورنيوم في (1950) حسب التفاعل النووي:

$$^{242}_{96}Cm\ (\alpha, n)\ ^{245}_{98}Cf$$

بعمر النصف (44) دقيقة. وقد وجد احد عشر نظيراً من الكاليفورنيوم في الفسحة الكتلية (254 - 244). وكان مظهراً مشوقاً في انتاج Cf باستعمال الايونات المعجلة بالسايكلترون بكتل اثقل من جسيمات (α) مثل ايونات $^{12}_{6}C$ و $^{14}_{7}N$، وفقاً لما يلي:

$$^{238}_{92}U\ (^{12}_{6}C, 6n)\ ^{244}_{98}Cf$$

او:

$$^{238}_{92}U\ (^{14}_{7}N, p\ 3n)\ ^{248}_{98}Cf.$$

ان كيمياء الكاليفورنيوم لم تترسخ تماماً، لان المادة المتوفرة منه قليلة نسبياً، ويجب ان تجرى التجارب بمستوى الاثر.

23 - 7 انيشتانيوم (99) Es وفيرميوم (100) Fm

لقد وجد هذان العنصران لاول مرة في نماذج بقايا حطام ما يسمى (مايك Mike)، تجارب التفجيرات النووية الحرارية في المحيط الهادي في (1953) ولكنها منذ ذلك الحين وجدت في المفاعلات النووية وبقصف $^{238}_{92}U$ بالايونات الثقيلة ايضا، اي:

$$^{238}_{92}U\ (^{14}_{7}N, 5n)\ ^{247}_{99}Es.$$

وقد ذكرت الاعداد الكتلية بين (245) و (256) بالتقارير المنشورة، والنظير الاطول عمراً هو ^{254}Es وله $T_{1/2} = 500$ days الذي سوف يستعمل في الدراسات الاضافية للانشتانيوم.

وبالمثل، فان انتاج Fm من:

$$^{238}_{92}U\ (^{16}_{8}O, 4n)\ ^{250}_{100}Fm$$

و:

$$^{240}_{94}Pu\ (^{12}_{6}C, 4n)\ ^{248}_{100}Fm$$

لقد لوحظ ان الفيرميوم يمتلك نظائر تقع ضمن الفسحة (257 - 248). ان اسمي آينشتاين وفيرمي قد تم تخليدهما في هذين العنصرين.

23 - 8 المندليفيوم (101) Md والنوبليوم، (102) No

لقد كرمت الاسماء العظيمة ايضاً بالعناصر الاخيرة التي سوف تشرح فيما بعد. اذ اعلن عن اكتشاف لندليفيوم في (1955) بعد القصف السايكلتروني بجسيمات (α) لهدف الانشتانيوم ^{253}Es ... وقد كانت

كمية الانشتانيوم المستعملة متناهية بالصغر ولذلك فان عدد ذرات Md المنتجة كان عدة ذرات فقط في زمن معين، حيث فصلت عن ذرات الهدف المتبقي ، وشخصت بنجاح باستخدام الكيمياء الاشعاعية باعتبارها ($_{101}^{255}Md$) وهذا النظير يتحلل باسر الالكترون المداري الى النظير ($_{100}^{255}Fm$) بعمر النصف (30) دقيقة . وكذلك النظير $_{101}^{256}Md$ وعمره النصفي (90) دقيقة، كما تم التثبت من نظائر اخرى تتراوح من (250) الى (254) ايضا .

اما العنصر (102) المدعو الان نوبليوم ، فقد شوهد لاول مرة من قبل فريق العلماء البريطانيين والسويديين ومن الولايات المتحدة اللذين يعملون على المعجل السويدي . ففي هذه التجربة تم قصف $_{96}^{244}Cm$ بأيونات $_{6}^{13}C$ على امل انتاج $_{102}^{253}?$ او $_{102}^{251}?$ من التفاعل النووي :

$$_{96}^{244}Cm\ (_{6}^{13}C,\ 4n)\ _{102}^{253}?$$

او:

$$_{96}^{244}Cm\ (_{6}^{13}C,\ 6n)\ _{102}^{251}?$$

حيث ان الايون $_{6}^{13}C$ استعمل كي ينتج نواة بعدد كتلي فردي ، وقد كان هذا لاسباب تكنيكية مرتبطة ببرنامج المعجل السويدي . ولكن هذا العمل لم يؤيد كاملاً في امريكا، الا ان وجود النوبليوم قد تمت البرهنة عليه اخيراً بالقصف الايوني في تجارب حديثة في بركلي، كاليفورنيا (1958) . وباستعمال ايونات $_{6}^{12}C$ بدلاً من ايونات $_{6}^{13}C$ على الهدف $_{96}^{246}Cm$ شوهدت التفاعلات التالية :

$$_{96}^{246}Cm\ (_{6}^{12}C,\ 4n)\ _{102}^{254}?$$

يتبعه :

$$_{102}^{254}? \longrightarrow _{100}^{250}Fm + _{2}^{4}He\ (\alpha)$$

و:

$$_{100}^{250}Fm \longrightarrow _{98}^{246}Cf + _{2}^{4}He\ (\alpha).$$

وتوجد هناك ثلاثة نظائر مؤكدة للنوبليوم واعدادها الكتلية 253 و 254 و 255.

23 - 9 اللورنسيوم (103) Lw

لقد صنع اللورنسيوم في 1961 في مختبر لورنس للاشعاع في كاليفورنيا حيث سمي بعد لورنس . وقد ثبت ان النظير $_{103}^{257}Lw$ يمتلك عمر نصف (8±2) ثانية ويبعث جسيمات (α) بطاقة (8.6 MeV) وركب بقصف الكاليفورنيوم (خليط من النظائر 251,250,249 و 252) بحزمة من ايونات $_{5}^{10}B$ و $_{5}^{11}B$. وقد انتج النظير $_{103}^{256}Lw$ في الاتحاد السوفياتي، من التفاعل :

$$_{95}^{243}Am\ (_{8}^{18}O,\ 5n)\ _{103}^{256}Lw.$$

وانه يمتلك عمر النصف (45) ثانية .

23 - 10 العناصر (104) و (105)

لقد ثبت بالتقارير حديثا ان العلماء السوفيت ادعوا انهم صنعوا العنصر (104) واسموه كورجاتوفيوم تخليداً للفيزياوي النووي السوفيتي كورجاتوف. ويحتمل ان العمل قد انجز في (66 / 1965) ولكن لم يعلن عنه حتى (1967)، والطريقة المستعملة اساساً هي استخدام طريقة الايونات الثقيلة من

السايكلترون، في هذه الحالة ايونات $_{10}^{22}Ne$ على $_{94}^{249}Pu$. وقد كان هدف البلوتونيوم بالحقيقة مغطى في حجرة السايكلترون والتفاعل المقرر هو:

$$^{242}_{94}Pu\ (^{22}_{10}Ne,\ 4n)\ ^{260}_{104}104.$$

وان عمر النصف للعنصر الجديد الذي جمع تقريباً ذرة واحدة كل مرة اعطي بانه (0.3) ثانية يتحلل بعدها بالانشطار التلقائي.

ان الدليل على انه كان حقيقة (104) قد قدم من مشابهته الى الهافنيوم. والهافنيوم هو اول عنصر مباشرة بعد سلسلة اللانثانايت و (104) سوف يتوقع ان يكون اول عنصر بعد سلسلة الاكتينات (لاحظ الجزء القادم).

لقد تبين ان كلوريد العنصر (104) مثل كلوريد الهافنيوم والزركونيوم، يتطاير بسهولة اكبر من كلوريدات العناصر الترابية النادرة. اذ كانت حصيلة العنصر (104) صغيرة جداً، بحيث ان كل تجربة اجريت بصورة مستمرة لمدة (60 - 50) ساعة. ويأتي التقرير من نفس المختبر، ان العنصر (105) قد صنع ايضا بقصف ($_{95}^{242}Am$) بأيونات ($_{10}^{22}Ne$) ليعطي $_{105}^{261}105$ او $_{105}^{262}105$. وقد قيل ان عمر النصف (0.1) ثانية. لم تؤكد هذه العناصر الجديدة حتى الان من قبل الفيزياويين النووين الامريكيين الذين اقترحوا ان ينتجوا العنصر (104) باسلوب مشابه لانتاجهم $_{103}Lw$، اي بقصف خليط من نظائر الكاليفورنيوم (249) و (250) و (251) و (252) (Z = 98) بأيونات $_{6}^{13}C$، وان نتائج هذه التجربة غير متوفرة حتى الان.

23 - 11 انتاج الذرات فوق الثقيلة.

ان المسوحات الحديثة لمعادلات الكتلة الاكثر تطوراً قد بينت وجود مناطق بالطيف الكتلي التي تمتلك على الاخص نويدات مستقرة. وقد سميت «جزر الاستقرارية» (لاحظ جزر الايسوميرية) وهذه تعود الى انغلاق قشرة النويات، والنويدة المشوقة بصورة خاصة هي الذرة فوق الثقيلة $_{126}^{310}126$. وهذه هي ذرة ذات عدد مزدوج السحرية، لان (Z = 126) و (N = 184). لقد رأينا (الشكل 19 - 5) ان عدد النويات (126) هو سحري، وان العدد السحري القادم (184) مكون من (42) نيوتروناً بمذبذب (n = 7) مع الـ (16) نيوترون العليا لـ (n = 8), (L = 7), (j = 15 / 2) و (2j + 1 = 16).

والتحليل النظري لتفاعلات الايونات الثقيلة يظهر ان:

$$^{251}_{98}Cf\ (^{62}_{28}Ni,\ 3n)\ ^{310}_{126}126$$

معقولة تجريبياً، بمقطع عرضي 75 ملليبارن في (353 MeV) الطاقة الحركية لايونات (Ni) الساقطة. فاذا تحقق هذا، فانه سوف يعني ان مسألة الانشطار التلقائي كلها، والاستقرار النووي في «جزر الاستقرارية» هذه سوف يجب اعادة تقييمها.

فالعناصر وراء (103) سوف تكتشف دون شك بطريقة القصف بالايونات الثقيلة او في التفجيرات النووية الحرارية، ولكن بسبب الزيادة في احتمالية الانشطارات التلقائية باعمار نصفية بالغة القصر، يجب ان تستخدم طريقة جديدة كلياً للتشخيص خلال بضع مايكروثانية.

23 - 12 سلسلة الاكتينات :-

ان العناصر ماوراء اليورانيوم تكون غير مستقرة، وان اطول اعمارها النصفية هو من رتبة مليون سنة، الذي يعني انه لم يبق منها عنصر على قيد الحياة منذ نشوء الارض التي يبلغ عمرها حوالي 4.55×10^9 سنة، مع امكانية استثناء Np و Pu، وحتى هذه لاتكون عناصر اولية لكنها تكونت بالقصف النيوتروني. وهناك عناصر مجهولة باعداد ذرية اكبر من حوالي (110) تتحلل بالانشطار التلقائي حال تكوينها، لانه يمكن ان يتبين انه عندما $z = 110$، يكون الانشطار التلقائي اسلوب الانحلال الرئيس. ان معدل العمر لعمليات الانحلال بالانشطار التلقائي يكون صغيراً للغاية، اي اقل من (1) مايكروثانية. اما العناصر الثقيلة الاخرى في الفسحة $z = 90 - 100$ فيمكن ان تتحلل بالانشطار التلقائي ايضا، لكن هذا هو ليس الاسلوب الرئيس للانحلال.

ان العناصر ماوراء اليورانيوم جميعها مشوقة لانها تكون سلسلة تبدأ من الاكتينيوم المشابهة لسلسلة الترابيات النادرة التي تبدأ من اللانثينوم. ويشار الى هذه العناصر بعض الاحيان كأعضاء في سلسلة الاكتينات. وهكذا يكون لدينا مقارنة بين سلسلة الترابيات النادرة وسلسلة الاكتينات كما مبينة في الجدول 23 - 1. لاحظ ان سلسلة الاكتينات تنتهي في Lw (103)، ولذلك فان العنصر الجديد (104) يجب ان يمتلك خصائص كيميائية مثل ذرات العمود رباعية التكافؤ في الجدول الدوري، يعني: Zr,Ti,Si,C و Hf (لاحظ الشكل 10 - 1).

الجدول 23 - 1

الترابيات النادرة (سلسلة اللانثانايت)

(سلسلة اللانثانايت) النوادر الترابية

العدد الذري		57	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71
العنصر		La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu

سلسلة الاكتينات

العدد الذري	89	90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103
العنصر	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lw

وهناك كثير من الادلة تعزز هذه المقارنة مع سلسلة الترابيات النادرة، وخصوصاً معلومات المتأثرية المغناطيسية والمعلومات الطيفية التي تؤدي الى اقتراح التوزيع الالكتروني المبين في الجدول 23 - 2.

لاحظ ان $7S^2$ يكون دائماً مشبعاً كما تكون الحالة $6S^2$ في سلسلة الترابيات النادرة، والقشرات الداخلية تكون مملوءة جزئياً. لاحظ الجدول (10 - 1).

وهناك ادلة اضافية كثيرة لتبين التشابه بين هاتين السلسلتين كيميائياً وبلورياً. ان حالات الاكسدة الكيميائية تكون متقاربة. وانصاف الاقطار الايونية، كما تحسب من علم البلوريات، تبدي زيادة منتظمة عندما تصعد الى الاعلى في اية سلسلة، موضحة الملء التدريجي للقشرات الالكترونية الداخلية.

الجدول 23 - 2

التوزيعات الالكترونية الخارجية المقترحة للعناصر بعد اليورانيوم

Ac $6d7s^2$	Np $(5f^46d7s^2)^c$	Bk $(5f^86d7s^2)^d$	Md $5f^{13}7s^2$
Th $(6d^27s^2)^a$	Pu $5f^67s^2$	Cf $5f^{10}7s^2$	No $5f^{14}7s^2$
Pa $(5f^26d7s^2)^b$	Am $5f^77s^2$	Es $5f^{11}7s^2$	Lw $5f^{14}6d7s^2$
U $5f^36d7s^2$	Cm $5f^76d7s^2$	Fm $5f^{12}7s^2$	

او بصيغة اخرى a. $5f6d7s^2$ b. $5f6d^27s^2$
c. $5f^57s^2$ d. $5f^97s^2$

مسائل

(المسائل المؤشرة بنجمة قد تم حلها بصورة كاملة في نهاية الفصل)

23 - 1 اكتب المعادلات النووية لانتاج $_{94}^{239}Pu$، واشرح لماذا تكون هذه النويدة مهمة؟

*23 - 2 عندما يقصف النظير $_{94}^{239}Pu$ بجسيمات (α)، يتحرر نيوترونات، فما الناتج النهائي؟ وما الناتج النهائي اذا يتحرر نيوترون واحد فقط؟ وكيف يمكن تشخيص هاتين الامكانيتين؟

23 - 3 كيف يمكن انتظام عنصر النبتونيوم في المتسلسلة المشعة الرابعة (اي المتسلسلة 4n + 1)؟

23 - 4 اكتب المعادلات النووية التي ينتج فيها $_{96}^{243}Cm$ من $_{95}^{241}Am$ بالقصف بجسيمات α؟

23 - 5 اكتب مقالة علمية حول انتاج العناصر الجديدة تقريباً (Z = 100) موضحاً فيها اذا اعتبرت او لم تعتبر ان الطرق التي وصفتها يمكن ان تنتج عناصر جديدة الى مالانهاية له؟

23 - 6 اعمل قائمة للعناصر ماوراء اليورانيوم ونظائرها التي تمتلك الخصائص النووية الضرورية للانشطار. اية منها تعده منطقياً؟

23 - 7 اقترح توزيعاً الكترونياً للعنصر الجديد (104)، اي العناصر تتوقع ان يكون مماثل له؟

حل لمسألة

23 - 2 ان المعادلات المطلوبة هي :

$$^{239}_{94}Pu + ^{4}_{2}He \longrightarrow 2^{1}_{0}n + ^{241}_{96}Cm$$

و

$$^{239}_{94}Pu + ^{4}_{2}He \longrightarrow ^{1}_{0}n + ^{244}_{96}Cm$$

ان كلا نظائر الكيوريوم هي باعثة لجسيمات (α) بطاقات متماثلة تقريباً لكن باعمار نصفية مختلفة.

الفصل 24

التفاعلات النووية الحرارية والاندماج النووي

24 - 1 المقدمة

ان القدرة المتولدة من الانشطار النووي هي الان حقيقة سواء على الارض ام البحر، وفي تلك الاقطار التي تستنزف احتياطي الفحم فيها بسرعة يمكن للمرء ان يتصور ان اقتصادها يعتمد على الوقود النووي، وخصوصاً عندما يكون النفط مرتفع السعر بالنسبة للدول المستوردة. وعلى اساس طويل الامد سوف يكون مطلوباً تجهيز كميات غير محدودة من اليورانيوم و البلوتونيوم، لكن بمرور الزمن سوف تختفي الخامات الحاملة لليورانيوم وسوف يكون الاعتماد على المفاعلات المولدة للبلوتونيوم.

وكمصدر طاقة آخر مغاير للتفاعل الانشطاري هو التفاعل الاندماجي. فلقد رأينا في الفصل (14) والشكل (14 - 3) انه عندما تتحد العناصر ذات الوزن الذري المنخفض سوية، فانها تنتقل الى حالات تكون طاقتها الترابطية بالنوية الواحدة اعلى عددياً وكذلك الطاقة المتحررة. وهذا هو الاساس في جميع التفاعلات الاندماجية وهو مصدر طاقة النجوم ايضاً وكذلك الطاقة المتفجرة في القنبلة الهيدروجينية الاندماجية. ويعتمد الاندماج في تأثيره على اصطدام نواتين طاقتهما عالية جداً، يتلوه اعادة ترتيب للنويات وتحرر الطاقة على هيئة طاقة حركية للدقائق الناتجة وطاقة تهيجها. وبما ان النوى الاساسية تكون موجبة الشحنة وتتنافر مع بعضها الكتروستاتياً، فالطاقة الحركية الابتدائية يجب ان تكون عالية بصورة كافية للتغلب على التأثير التنافري هذا. والطاقة الحركية العالية تتضمن درجة حرارة عالية كي تكون الطاقة الاندماجية المنتجة كافية لتجهيز طاقة وافية لدقيقة ثانوية تجعل كل التفاعل يغذي نفسه بنفسه.

وقد وجد تجريبياً ان الطاقة الحركية الاولية الضرورية تزداد بسرعة مع العدد الذري، ولذلك فان التجارب الاكثر توخياً، قد انجزت بنظائر الهيدروجين الثلاثة، خصوصاً الديوتيريوم. وبما ان نسبة الديوتيريوم - الهيدروجين الحالية في الماء هي 5000:1، فان تجهيزات الكرة الارضية الممكنة لوقود الديوتيريوم النووي الحراري تكون بالحقيقة كبيرة جداً، وبمرور الزمن سوف تحل الى الابد مسألة استنزاف الوقود الكيميائي والمعدني والمتحجر. ولو ان المفاعلات النووية الحرارية لم تصبح عملية حتى الان، فان سلامتها الموروثة (المفاعل الانشطاري يمكن ان يولي الادبار) وخصوصاً غياب النواتج العرضية المشعة الذي يجعلها اكثر جاذبية على المدى البعيد من مفاعلات الانشطار المصممة حاليا.

24 - 2 مصدر طاقة النجوم

لقد تم حساب ان الشمس (وهي نجمتنا القريبة) تفرغ طاقتها بمعدل (10^{26}) جول بالثانية تقريباً. ويمكن ان يتخذ هذا نموذجاً للنجوم الساخنة التي يكون داخلها في درجة حرارة (20 مليون درجة مئوية) تقريباً. وبذلك يكون عمر الشمس على الاقل ($10^9 \times 5$ سنة) ولذلك فان الفقدان الكلي في هذا الوقت عال جداً. اما كيف حافظت الشمس على الطاقة الناتجة هذه لمدة طويلة، وما المصدر لجميع هذه الطاقة النجمية؟ فسيتوضح قريباً.

لقد اقترح بيثة في الولايات المتحدة في 1939 ان انتاج الطاقة النجمية يتم بتفاعلات نووية حرارية حيث تتحول البروتونات فيها بصورة مستمرة الى نوى عنصر الهيليوم. فللنجوم ذات الدرجة الحرارية الواطئة نسبياً اقترح دورة التفاعلات النووية التالية:

$$
\begin{aligned}
&{}^{1}_{1}H + {}^{1}_{1}H \rightarrow {}^{2}_{1}D + {}^{\;0}_{+1}e\ (\beta^{+}) + \nu \\
&{}^{2}_{1}D + {}^{1}_{1}H \rightarrow {}^{3}_{2}He \\
&{}^{3}_{2}He + {}^{1}_{1}H \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{\;0}_{+1}e\ (\beta^{+}) + \nu
\end{aligned}
$$

وهكذا بالجمع يكون لدينا:

$$4{}^{1}_{1}H \longrightarrow {}^{4}_{2}He + 2{}^{\;0}_{+1}e\ (\beta^{+}) + 2\nu$$

مع طاقة متحررة تبلغ حوالي (27 MeV)

وهذه هي دورة البروتون ـ بروتون وتكون مصدراً مهماً للطاقة في الشمس، وانها تسود في النجوم التي تكون درجة حرارتها منخفضة.

ففي غضون 5×10^{9} ، سنة بات واضحاً ان كمية كبيرة من الهيدروجين تكون قد تحولت الى هيليوم. ولذلك فاننا سنتوقع ان نجد النجوم القديمة اغنى بالهيليوم مقارنة بالنجوم الحديثة. اما للسلسلة المتعاقبة الرئيسة من النجوم (وليست الشمس الا نجماً صغيراً) فقد اقترح بيثة دورة الكاربون ـ نتروجين كبديل عن دورة البروتون ـ بروتون:

$$
\begin{aligned}
&{}^{12}_{6}C + {}^{1}_{1}H \rightarrow {}^{13}_{7}N \\
&{}^{13}_{7}N \rightarrow {}^{13}_{6}C + {}^{\;0}_{+1}e\ (\beta^{+}) + \nu \\
&{}^{13}_{6}C + {}^{1}_{1}H \rightarrow {}^{14}_{7}N \\
&{}^{14}_{7}N + {}^{1}_{1}H \rightarrow {}^{15}_{8}O \\
&{}^{15}_{8}O \rightarrow {}^{15}_{7}N + {}^{\;0}_{+1}e\ (\beta^{+}) + \nu \\
&{}^{15}_{7}N + {}^{1}_{1}H \rightarrow {}^{12}_{6}C + {}^{4}_{2}He
\end{aligned}
$$

ولذلك، نحصل بالجمع مرة ثانية على:

$$4{}^{1}_{1}H \rightarrow {}^{4}_{2}He + 2{}^{\;0}_{+1}e + 2\nu + 27\ \text{MeV}$$

هذا التحول من الهيدروجين الى الهيليوم هو تفاعل تبادل كتلي وسوف يستمر حتى ينتهي جميع تجهيزات النجم من البروتونات. ففي حالة الشمس في كلتا الدورتين المذكورتين اعلاه يحدثان بنفس الاحتمالية تقريباً ويخمن انه سيمر حوالي 3×10^{10} سنة قبل ان تتحول جميع البروتونات الى هيليوم، ولذلك فان الشمس لاتزال في شبابها.

لقد رأينا في الموجز اعلاه عن مصدر الطاقة النجمية ان اندماج اربعة بروتونات لتكوين نواة عنصر الهيليوم يكون ممكناً بسبب درجة الحرارة الابتدائية العالية، اما ذرات الكاربون والنتروجين فانها بالحقيقة تعمل كمواد حفازة حقيقية. فاذا حاولنا ان ننتج هذه التفاعلات في المختبر كي نحصل على مصدر للقدرة الحرارية، فان معدلات التفاعل لكلتا الدورتين اعلاه سيكون اقل بكثير جداً، ولذلك فان امكانية اندماج النوى الخفيفة يجب ان تؤخذ بنظر الاعتبار. وهذا يتطلب ان تكون درجة حرارة الغاز الابتدائية عدة ملايين من الدرجات، حيث تعرف حالة الغاز فيها بـ «البلازما».

24 - 3 البلازما

ان درجات الحرارة الابتدائية العالية المطلوبة للاندماج تقدر بحوالي (10^8 °K) ولذلك تكون الذرات كاملة التأين، حيث تتحرك الايونات والالكترونات هنا وهناك بسرعة فائقة. ومن الممكن ان لايكون الفاصل بين النوى الموجبة والالكترونات الطليقة كبيراً جداً بسبب تجاذبها الالكتروستاتي، ولكنها فعلاً تتحرك بصورة مستقلة احدها عن الاخر، واكبر بكثير مما في درجات الحرارة الاعتيادية. وان الخليط، طبعاً، لايزال متعادلاً كهربائياً، وان الحالة بأكملها تدعى حالة «البلازما» وهي نوع من الحالة الغازية الثانية. ان المادة التي تحتويها النجوم والمجرات تكون بدرجة كبيرة في حالة البلازما، لكن تكوين البلازما في المختبر يتطلب ظروفاً اصطناعية مثل امرار تفريغ كهربائي شديد خلال الغاز ـ يصل الى (1MA)، وهو التيار الذي يكون فيه تسخين جول كافياً لاعطاء الجسيمات طاقة حركية كافية لتسبب حصول التفاعلات الاندماجية.

ان فيزياء البلازما وهندستها تكون الان مواضيع مهمة جداً للبحث. وتحتل وقت عدد كبير من الفيزياويين النوويين في مختلف انحاء العالم. ولا تزال قوانين فيزياء البلازما غير مفهومة على نحو واسع. وبذلك تصبح دراسة فيزياء البلازما علم الهايدرودانيميك المغناطيسي بسبب تشابهها مع البلازما وحصرها لمائع مستمر التوصيل في مجال مغناطيسي، حيث ان الوصف الحديث جداً هو علم دانيميك البلازما المغناطيسي.

24 - 4 التفاعلات النووية الاندماجية في البلازما

توجد هناك اربعة تفاعلات هيدروجينية ذات جدوى، وكلها يمكن ان تحدث في بلازما الهيدروجين وهذه هي:

$$^2_1H + ^2_1H \rightarrow ^3_2He + ^1_0n + 3{\cdot}25 \text{ MeV} \quad (1)$$
$$^2_1H + ^2_1H \rightarrow ^3_1H + ^1_1H + 4{\cdot}0 \text{ MeV} \quad (2)$$
$$^3_1H + ^2_1H \rightarrow ^4_2He + ^1_0n + 17{\cdot}6 \text{ MeV} \quad (3)$$
$$^2_1H + ^3_2He \rightarrow ^4_2He + ^1_1H + 18{\cdot}3 \text{ MeV} \quad (4)$$

يلاحظ هنا ان ابسط تفاعل اندماجي $_1^2H + _1^2H \rightarrow _2^4He + Q$ لايبدأ بسبب عدم الحفظ للزخم الخطي والزاوي بين الجسيمات الثلاث. على كل حال، يمكن ان تعد النواة ($_2^4He$)، نواة مركبة للتفاعلين الاولين المذكورين اعلاه.

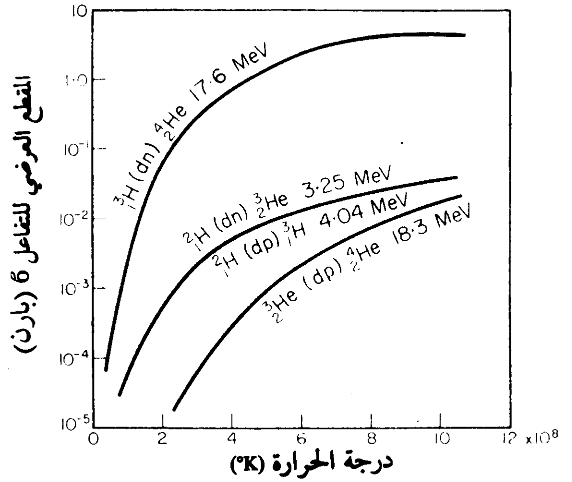
وهكذا، فالتفاعلات الاربعة، ببساطة هي عبارة عن اعادة ترتيبات نووية، حيث من الممكن ان تكون كلمة «الاندماج» بمفهومها الضيق تسمية مغلوطة. اما التفاعلات (3) و (4) اعلاه، هي بالواقع تحصل بين نواتج التفاعلات (1) و (2)، ولذلك يمكننا، بالحقيقة، ان نتصور التحول الكلي لستة ديوترونات كما يلي:

$$6^2_1H \rightarrow 2^4_2He + 2^1_1H + 2^1_0n + 43 \text{ MeV}$$

وهذا مكافىء لانتاج حوالي 10^5 kwh للغرام الواحد من الديوترون بالمقارنة مع حوالي 10^4 kwh للغرام الواحد من $^{235}_{92}U$ بالانشطار النووي، مما يجعل منها زيادة نافعة.

لقد درست المقاطع العرضية التفاعلية، للتفاعلات المذكورة اعلاه، باعتناء، وهي تتغير بين حوالي

10^{-4} و 1 بارن، كما موضحة في الشكل 24 - 1 وهذه المنحنيات تظهر الامكانية المحددة لحصول الاندماج حتى في طاقات واطئة جداً. وهذا هو تأثير ميكانيك كمي ولايمكن تفسيره كلاسيكياً. فقد اوضح كاماو نظرياً، ان الاعتماد الحساس جداً على الطاقة يكون بحيث يتغير المقطع العرضي المتوقع من 3×10^{-18} بارن في 1keV الى 1.5×10^{-5} بارن في 10 keV، زيادة (13) رتبة بالمقطع العرضي بمقابل ازدياد الطاقة برتبة عشرية واحدة.



الشكل 24 - 1
المقاطع العرضية لبعض التفاعلات الاندماجية الممكنة

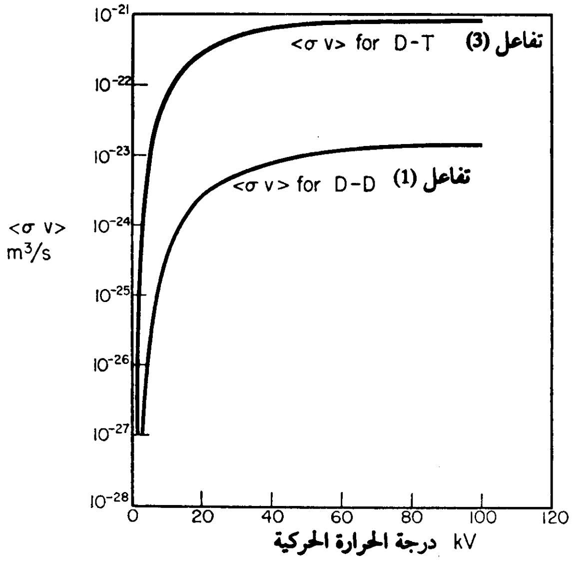
في التفاعلات اعلاه، حيث توجد جسيمتان ناتجتان فقط، فان الدقائق الخفيفة تحمل معظم الطاقة، ولذلك يأخذ النيوترون الناتج في التفاعل الاول، معه ثلاثة ارباع طاقة التفاعل، اي حوالي (2.4 MeV) وبذلك يمكن التحسس به كنيوترون سريع.

ان المعْلَم (او العامل) المهم للادراك الواقعي للطاقة الاندماجية هو معدل التفاعل. ومن العوامل المؤثرة على التفاعل في وحدة الحجوم، كثافة الدقائق (n)، والمقطع العرضي للتفاعل المشترك (σ) والسرعة (v). حيث يعطي معدل التفاعل لنواتين ناتجتين مختلفتين بالصيغة:

$$R_{12}=n_1\, n_2 <\sigma\, v> \text{ reactions/m}^3\text{ s}$$

حيث ان $<\sigma\, v>$ هو معدل قيمة المقطع العرضي والسرعة الناتجة، ولذلك فان معدل التفاعل يعتمد على القوة الثانية لكثافة الدقائق التي تكون من رتبة (10^{20}) دقيقة (جسيمة) بالمتر المكعب. ومن توزيع الدقائق للسرعات يمكن ايجاد معدل القيمة $<\sigma\, v>$ كدالة للطاقة بالتكامل العددي.

يوضح الشكل 24 - 2، رسم $<\sigma\, v>$ مقابل درجة الحرارة التي تقاس كطاقة حركية بوحدات keV حيث ان: ($1\text{keV} \equiv 1.16 \times 10^7$ °K). ومرة ثانية، نلاحظ نقصاً سريعاً في درجات الحرارة المنخفضة، على الرغم من ان قيمة $<\sigma\, v>$ محدودة دائماً. ففي مدى الطاقة الاوطأ، تساهم الجزيئات الاسرع في التوزيع فقط.



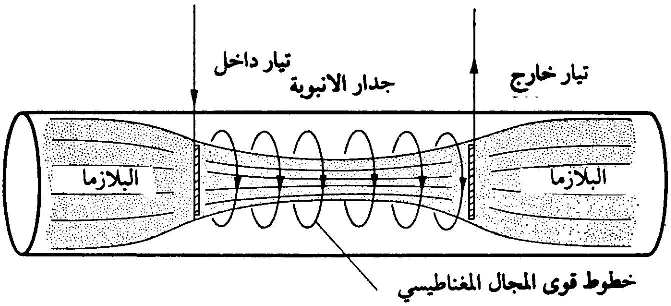
الشكل 24 - 2

تغير $<\sigma v>$ مع درجة الحرارة الحركية للتفاعلين 1 و 3

24 - 5 الشروط التي تساعد على استمرار تفاعل اندماجي

نحن نطلب بالنهاية، ان يكون التفاعل النووي حرارياً مغذياً نفسه بنفسه ومنتجاً للطاقة. ويمكن ان يحصل هذا فقط، اذا كان معدل توليد الطاقة يتعدى معدل الفقدان في كل الاوقات. وعندما تتوازن هذه بالضبط، فان البلازما تكون في حالة حرجة، او في درجة حرارة حرجة التي يجب ان يتعداها التفاعل لكي ينشأ. ان الطاقة تفقد من البلازما بصورة كبيرة بواسطة الاشعة السينية والبريمشترالونك. وهذا الفقدان غير الممكن تجنبه يضع ادنى درجة حرارة حرجة والتي تكون في حالة بلازما الهيدروجين حوالي (10^8 °K).

وهكذا، اذا تمكنا من تسخين الهيدروجين في حجرة مفرغة الى درجة الحرارة هذه، ونمنع وصولها الى جدران الحجرة حيث انها ستفقد طاقة اضافية بالتوصيل يحتمل ان يكون بالامكان خلق تفاعل اندماجي نووي متسلسل يغذى نفسه بنفسه. وليس هذا بأية وسيلة سهلاً وبعض المشاكل المرافقة لهذا سوف تشرح الان.



الشكل 24 - 3

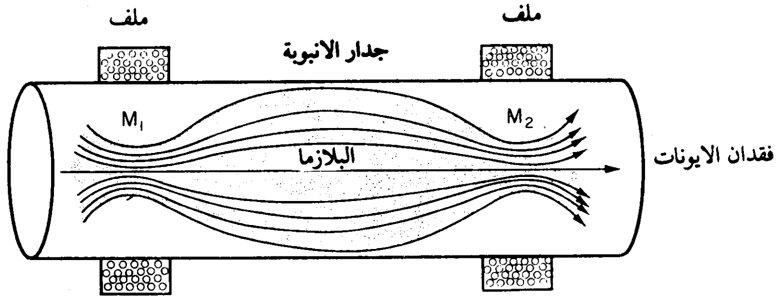
مبدأ تأثير التضيق في البلازما الحار. وعمليا يحث التيار الكهربائي في البلازما الموصل.

(i) الاحتواء: وهذه هي مشكلة حفظ البلازما بعيداً عن جدران الوعاء (الحاوية) لمدة تكفي لحصول الاندماج في (10^8K). ففي حالة الطاقة النووية الحرارية في النجوم التي نوقشت في الجزء (24 - 2)، حيث ان التقلص تحت الجاذبية يبطىء التفاعل ويكون كافياً لرفع درجة الحرارة والضغط مرة ثانية ليسرع التفاعل. والنجمة لذلك، هي نظام اندماجي مسيطر عليه ذاتياً.

ان الطريقة الوحيدة للاحتواء التي تعد عملية في الوقت الحاضر في المختبر. هي طريقة «القنينة المغناطيسية» فقط، حيث ان حركة البلازما، والتي هي موصلة كهربائياً طبعاً، يسيطر عليها بمجال مغناطيسي. ويحتمل ان ينتج هذا بمرور تيار تسخين عال، من رتبة مليون امبير، اسفل الانبوب. وهذا ينتج مجال مغناطيسي دائري، والذي يتفاعل من ثم، مع البلازما كي يضغطها بقوة الى الاسفل الى فتيلة رقيقة وهذه شبيهة بسلكين متوازيين يمر بهما تياران بنفس الاتجاه مسحوبان سوية اذ كنتيجة لقاعدة موتور اليد اليسرى وتدعى تضيق المائع الموصل. لاحظ الشكل 24 - 3.

والطريقة الثانية هي ان يستمر مجال مغناطيسي متناوب عالي التردد داخل فجوة تحتوي على البلازما. وتكون هذه البلازما متأينة وتفاعلها مع المجال يسبب تقلصها تحت تأثير الضغط المغناطيسي.

وهناك طريقة ثالثة موضحة في الشكل (24 - 4) تستعمل ملفات مغناطيسية لتوفر منطقة عاكسة للايونات المتحركة. فبالترتيب المبين في الشكل لاتكون خطوة قوة المجال متجانسة ولذلك سوف تنعكس معظم الدقائق المشحونة عند وصولها الى M_1 او M_2. ولذلك سوف تفقد الدقائق المحورية حيث ستموت البلازما تدريجياً. ان الشكل (24 - 4) يكون الاساس لما يسمى الماكنة «المرآة»، وتصميم آخر عملي هو الذي تكون فيه الملفات متعاكسة، التي تسمى الماكنة القرنية الموضحة تخطيطياً في الشكل (24 - 5)، حيث تمسك فيها البلازما بين مجالين مغناطيسيين متعاكسين.



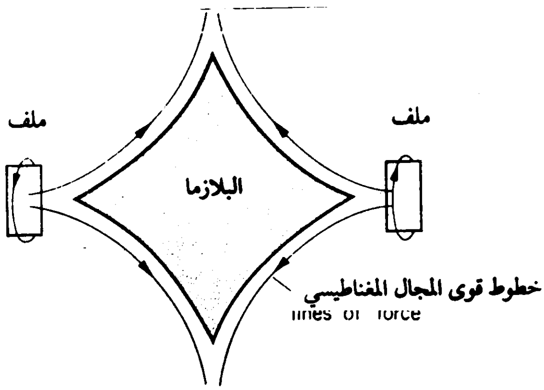
الشكل 24 - 4

آلة المرآة مع الايونات المحتبسة بين منطقتين عاكستين لمجال مغناطيسي ملتم.

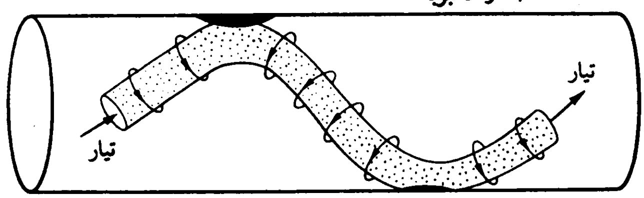
(ii) عدم استقرارية البلازما. بصورة مثالية، تكون البلازما المحتواة في فتيلة خيطية رقيقة مستمرة. ومن الناحية العملية، وبسبب التسربات المغناطيسية والالكتروستاتية، تكون فتيلة البلازما مشوهة جداً، مما تؤدي الى نشوء التمعجات المعروفة جيداً والموضحة في الشكل (24 - 6). ان هذا التأثير الذي يشبه الافعى يمكن تقليله فقط بسلسلة من المجالات المغناطيسية الموضوعة بامكنة صحيحة. وعموماً يمكن تقويم التمعجات باستعمال مجال مغناطيسي محوري كما موضح في الشكل (24 - 7) والشكل (24 - 8) الذي يوضح فتيلة بلازما حقيقية.

(iii) ازمنة التفاعل. بعد ان يتم احتواء البلازما وتسخينها الى درجة الحرارة الصحيحة يجب ان تدوم

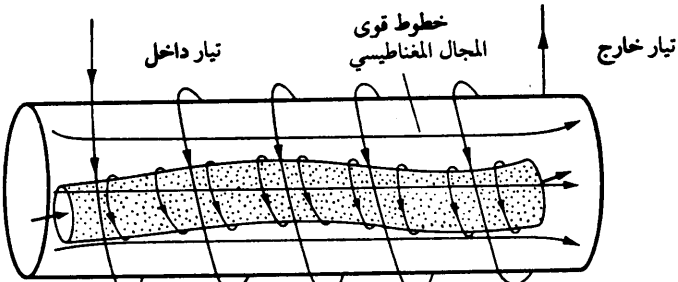
الان فترة كافية تحت هذه الظروف لكي تتفاعل النوى. ان الفترة اللازمة للامساك تعتمد على كثافة البلازما، لكن الوقت المستغرق كي يرتفع المجال الى قيمته النهائية يجب ان يكون اصغر بكثير. وان بعض الارقام ذات العلاقة تكون حوالي (1) تسلا لزمن امساك يتراوح من (0.1) الى (1.0) ثانية او (10) تسلا لمدة (1) الى (10) ثانية، بينما يجب ان يكون زمن ارتفاع المجال حوالي (100) مايكروثانية فقط. وهذا يتضمن عدة مشاكل هندسية صعبة للخزن وللتشغيل ولنقل الطاقة الكهربائية التي تبلغ عدة ملايين من الجولات خلال هذه النبضات القصيرة. وهكذا في جهاز زيتا (Zeta) الاندماجي لهيئة الطاقة الذرية في المملكة المتحدة UKAEA في هارويل (Harwell) كانت سعة المكثف حوالي (1600 μF) بجهود تشغيلية تصل لغاية 25 kV، معطية بذلك طاقة مخزونة مقدارها (0.5 MJ) تفرغ بتيار شدته (50 kA) خلال فترة زمنية مقدارها (3ms).



الشكل 24 - 5
الآلة التنوئية تبين البلازما المحتبس بمجال مغناطيسي لتيار كهربائي متعاكس.



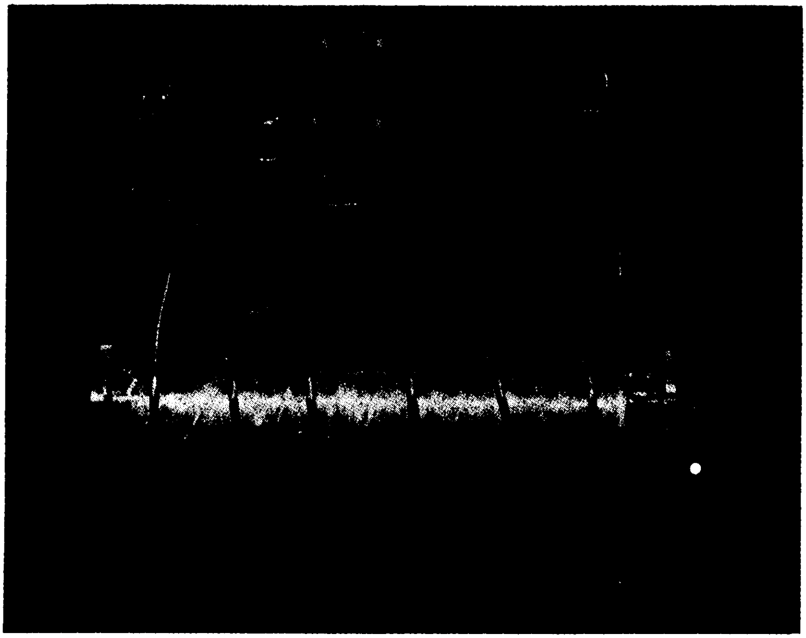
الشكل 24 - 6
تماس البلازما مع جدران الانبوبة تبين «تمعجات»



الشكل 24 - 7
تقويم «التمعجات» باستعمال مجال مغناطيسي موازن على امتداد محور الانبوبة

24 - 6 امكانية المفاعل الاندماجي

لقد توضحت في الاجزاء السابقة بعض مشاكل فيزياء وهندسة البلازما ولكن لاتزال هناك متطلبات اكثر شمولية يجب توفرها قبل ان يكون مفاعلاً نووياً حرارياً ناجحاً ممكناً. وفيما يلي بعض هذه المتطلبات:



الشكل 24 - 8

صورة لتفريغ محصور (بسماح من مختبر لوس الآموس العلمي)

(i) كثافة القدرة: ان رسم كثافة القدرة مقابل الكثافة الجزيئية لتفاعلين ممكنين موضح في الشكل (24 - 9). ان الحد الاعلى لكثافة القدرة تحدد بالوسائل الهندسية بحوالي ($100\ MW / m^3$)، حيث تبين الاشكال ان الكثافات الجزيئية المطلوبة تكون من الرتبة (10^{-5} - 10^{-4}) من كثافات الغاز الجوي الاعتيادي فقط. وهذا يبين ان البلازما الحقيقية ستكون غير كثيفة ومتوسط زمن تفاعل حوالي(1 s) يكون الغاية المنشودة لزمن الاحتواء. ان محتويات الطاقة الداخلية للبلازما (U) [الحرارة] تعطى بالعلاقة:

$$U=\frac{3}{2}n\,k\,T$$

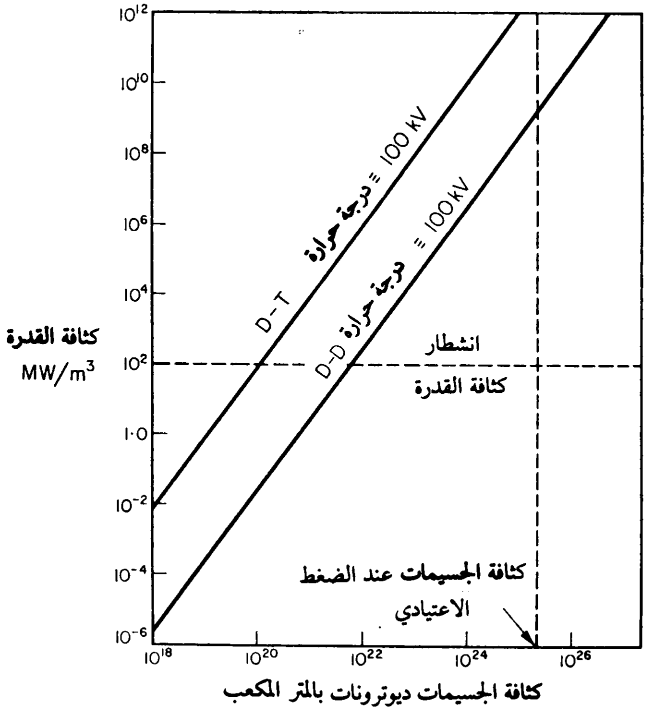
حيث n = الكثافة الجزيئية

$$=\frac{3}{2}\times 10^{20}\times 1\cdot 38\times 10^{-23}\times 10^{8}$$

k = ثابت بولتزمان

$$=2\cdot 1\times 10^{5}\ \text{joules/m}^{3},$$

T = درجة الحرارة بوحدات °K



الشكل 24 - 9

كثافة القدرة للتفاعلات DD و DT .

ولذلك فان دفق الطاقة الحقيقي لبلازما ملائمة لايكون كبيراً جداً، وليس هناك خطر حقيقي من ان تتبخر جدران الوعاء .

(ii) موازنة القدرة. يمكن ان تكون هناك قدرة متوفرة فقط عندما تكون القدرة الكهربائية المتولدة بالتفاعلات النووية اكبر من كل القدرة المطلوبة لتحفظ البلازما فوق شرطها الحرج. مثلا توليد المجال المغناطيسي يتطلب كمية كبيرة من القدرة للتغلب على مقاومة لفات الملف ولمجالات حوالي (10) تسلا وتشير الحسابات انه سيكون من الضروري استعمال انابيب قطرها عدة امتار اما طولها فيكون عدة مرات اطول من سابقتها.

ولغرض تحقيق الطاقة الاندماجية، يجب ان تكون سرعة النوى المتصادمة بسبب التأثيرات الحركية الحرارية وليس التعجيلات الكهربائية، ولكي نكون متأكدين من ان تفاعلات نووية حرارية حقيقية تحصل فانه يكون ضرورياً ان نبين تجريبياً ان النيوترونات المقاسة لاتكون جميعها ناتجة من ديوترونات معجلة تصطدم بذرات مستقرة.

ان عدة ترتيبات تجريبية قد تغلبت على بعض الصعوبات المذكورة سابقا ولكن بمقياس صغير. وان الاجهزة المسماة زيتا (Zeta) وسكبتر (Sceptr) في المملكة المتحدة وبيرهابسترون (Perhapsatron) و ستللاراتور (Stellarator) في الولايات المتحدة الامريكية تمثل مشاريع من هذه الطبيعة. ولكن في الوقت الحاضر لاتوجد هناك طريقة ممكنة لاستخلاص الطاقة الاندماجية بصورة مفيدة وسوف تمر علينا عدة سنوات قبل ان يصبح المفاعل الاندماجي حقيقة. الا انه سوف يكون، ولذلك فان امكانية استخلاص الطاقة الكهربائية مباشرة من البلازما الموصلة، اي بدون ان نستخدم المولد ـ التوربيني الاعتيادي، هي

امكانية تجعل البحث عن تفاعلات نووية حرارية مسيطراً عليها اهتماماً رئيسياً. لقد حفز هذا الهدف البحوث في حقل جديد متكامل في الفيزياء الذي يكون الان ديناميك البلازما المغناطيسي، وبالحقيقة، تم عقد عدة ندوات حديثا في الولايات المتحدة وفي اوربا الغربية ايضا حول هذا الموضوع المتميز ليشير الى اهميته التكنولوجية في مضمار بحثنا عن طاقة اوفر.

مسائل

(المسائل المؤشرة بنجمة قد تم حلها بصورة كاملة في نهاية الفصل)

*24 - 1 قدر حجم الماء في البحيرات الكبرى واحسب كمية الطاقة المتحررة اذا استعملت جميع ذرات الديوتيريوم الموجودة في الماء في تفاعلات اندماجية؟

الجواب: $(1.6 \times 10^{39}\ MeV)$

24 - 2 اكتب كشفاً لشرح بيئة لتجهيزات الحرارة والطاقة غير المحدودة ظاهرياً في النجوم الساخنة.

*24 - 3 جهاز نووي حراري يتكون من حلقة مرساة قطرها (3m) وانبوب قطره (1m) يحتوي على غاز ديوتيريوم تحت ضغط (10^{-2} mmHg) ودرجة حرارة الغرفة (20°c)، فاذا افرغت الشحنة المخزونة من المكثفات التي سعتها (1200μF) خلال الانبوب عند جهد مقداره (40kV)، واذا تحولت 10% فقط من الطاقة الكهربائية الى طاقة حركية للبلازما، فما درجة الحرارة المتحققة؟ افرض ان الطاقة مشتركة بالتساوي بين الديوترونات والالكترونات في البلازما.

الجواب: $(4.75 \times 10^{5}\ °K)$

24 - 4 ناقش معنى المصطلحات «درجات الحرارة الالكترونية» و «درجات الحرارة الديوترونية» كما مطبقة على البلازما الساخنة.

24 - 5 اكتب كشفاً عن الصعوبات الرئيسة في تصميم المفاعل النووي الحراري القادر على اعطاء قدرة مفيدة.

بأي الادلة التجريبية سوف يحاكم التفاعل النووي الحراري لكي يحصل؟

24 - 6 احسب معدل فقدان كتلة الشمس كنتيجة لانبعاث طاقتها المشعة؟

24 - 7 كم هي كمية وقود السيارة (الكازولين، البترول) اللازمة لتجهيز نفس الطاقة التي نحصل عليها من لتر واحد من الماء المستعمل في مفاعل نووي حراري؟ علماً بان القيمة الحرارية للبترول هي (10 kwh per kg) افرض ان السيارة قد استعملت لقطع مسافة 16,000 كيلو متر في السنة. وان استهلاك الوقود (10km / Liter)، ما المدة التي تدوم بها هذه الكمية من البترول؟

24 - 8 مادرجة الحرارة المكافئة الى 40 keV ديوترونات مستعملة في تفاعل نووي حراري؟

24 - 9 في المسألة (24 - 3)، اذا كانت الكثافة الديوترونية ($10^{22} / m^3$)، و $<\sigma v>$ هو

$(10^{-23}\ m^3 / S)$، احسب كثافة القدرة الناتجة عن التفاعلات الرئيسة.

حلول لمسائل

24 - 1 ان مساحة البحيرات الكبرى هي (100,000) ميل مربع، ومعدل العمق سيكون حوالي (40) قامة، ولنقل حوالي (1 / 20) من الميل، حيث يكون الحجم حوالي (5000) ميل مكعب، وهكذا تكون كتلة الماء:

$$5000 \times (1{\cdot}6 \times 10^3)^3 \times 10^3\ kg$$
$$= 21{\cdot}3 \times 10^{15}\ kg$$
$$= 2{\cdot}13 \times 10^{16}\ kg$$

ولما كان الوزن الجزيئي للماء (18)، فان عدد جزيئات الماء في الكتلة اعلاه هي:

$$\frac{2{\cdot}13 \times 10^{16} \times 6{\cdot}02 \times 10^{26}}{18} = 7{\cdot}13 \times 10^{41}$$ (جزيئات الماء)

ان نسبة وفرة الديوتيريوم هي (0.0156%) كي يكون العدد الكلي لذرات الديوتيريوم:

$$7{\cdot}13 \times 10^{41} \times 2 \times 0{\cdot}0156 \times 10^{-2} = 2{\cdot}22 \times 10^{38}$$

(ذرة ديوتيريوم في ماء البحيرات الكبرى)

واعتماداً على النص، فان اندماج ست ذرات ديوتيريوم تعطي طاقة متحررة مقدارها (43 MeV) اي (7.17 MeV) للذرة الواحدة.
فتكون الطاقة الكلية المتحررة بذلك:

$$2{\cdot}22 \times 10^{38} \times 7{\cdot}17 = \underline{1{\cdot}6 \times 10^{39}\ MeV.}$$

وهذه الطاقة مكافئة لحوالي (10^9) قنبلة هيدروجينية من عيار (20) مليون طن من مادة (T.N.T) الشديدة الانفجار لكل منها.

24 - 3 مساحة المقطع العرضي لحلقة المرساة هي:

$$= \tfrac{1}{4}\pi 1^2$$
$$= \frac{\pi}{4}\ m^2$$

اما المحيط فهو: $= 3\pi\ m$

حجم حلقة المرساة: $= \tfrac{3}{4}\pi^2$
$= 7{\cdot}4\ m^3$

اما الضغط فهو: $= 10^{-5}\ m\ Hg$
$= 10^{-5} \times 13{\cdot}6 \times 10^3 \times 9{\cdot}81$
$= 1{\cdot}34\ newtons/m^2.$

وباستعمال المعادلة : $PV = NkT$ حيث ان N = العدد الكلي لجزيئات الديوتيريوم الموجودة لدينا :

$$1{\cdot}34 \times 7{\cdot}4 = Nk.\ 293$$

او ان (Nk) لغاز الديوتيريوم = (0.0338) .

والان معدل الطاقة الحركيـة $\bar{E} = (3/2)\ Nk\ T_k$ (هل هـذا صحيح؟) حيث T_k هي درجـة الحرارة الحركية لجزيئات البلازما. ومن التفريغ لدينا :

$$\begin{aligned} \bar{E} &= \frac{1}{2} CV^2 \\ &= \frac{1}{2} \times 1200 \times 10^{-6} \times (40000)^2 \\ &= 96 \times 10^4 \text{ joules} \end{aligned}$$

وان الطاقة المستعملة هي : $\frac{1}{10}\bar{E} = 9{\cdot}6 \times 10^4$ جول

$$\therefore\ 4 \times \frac{3}{2}\ Nk\ T_k = 96 \times 10^3$$

وبما ان كل جزيئة ديوتيريونية تنتج ديوترونين والكترونين، فهذا يعطي :

$$\underline{T_k = 4{\cdot}75 \times 10^5 K.}$$

الفصل 25

الاشعة الكونية

25 - 1 الاكتشاف

حالما مضت سنة (1900)، وجد ولسن وآخرون، ان الشحنة على مكشاف كهربائي تتسرب دائماً الى الخارج مع الزمن. وان هذه الحالة لايمكن منعها. أما كم هي جودة العازل فهذا الامر ليس مهماً. وعندما عرفت الخصائص الاشعاعية للمواد المشعة جيداً، بين رذرفورد ان معدل التسرب من المكشاف الكهربائي قد انقص كثيراً وذلك بحجبه بواسطة صفائح سميكة من الرصاص، ولكن التسرب الدائم للشحنة مازال باقياً ولم يكن بالامكان التخلص منه. ولقد اعتقد لذلك ان التوصيل الابتدائي في غاز محصور قد يكون بسبب الاشعاعات المؤينة المنبعثة من العناصر المشعة في الارض. وعندما ظهر ان القياسات التي اجريت فوق سطح البحر حيث ينبغي ان تكون تأثيرات العناصر المشعة مهملة، ان معدل التسرب مازال واضحاً، لكنها انقصت جزئياً فقط بحجبها، فاستنتج بذلك ان الاشعاعات كانت نازلة كما هي صاعدة. ان تجربة (هس) التي اجراها في سنة (1912) التي ارسلت فيها غرفة تأين محمولة في منطاد حيث وجد ان شدة التأين، بالحقيقة، قد ازدادت على ارتفاع (5000) متر لكنها عادت فنقصت ثانية، فبينت التجربة بما لايقبل الشك ان هذه الاشعاعات المؤينة تنتقل خلال الهواء الى الاسفل باتجاه الكرة الارضية. كما بينت المشاهدات الاضافية ان الشدة كانت نفسها سواء في الليل ام النهار مشيرة الى ان اصل هذه الاشعاعات هو اصل كوني ولذلك فقد سميت اخيراً بـ «الاشعة الكونية» من قبل ميليكان في سنة (1925).

لقد اجرى ميليكان وآخرون بعض البحوث المبكرة على الاشعة الكونية فوجدوا ان هناك مركبتين احدهما ضعيفة النفاذية والاخرى شديدة النفاذية، وان المركبة الشديدة او النفاذة جدا لم تمتص بصورة كاملة على الرغم من استخدام درع واقي سمكه عدة اقدام من الرصاص، او حتى في قعر بحيرة عمقها حوالي (500) متر. ولقد اوضح هذا ان طاقة الاشعة الكونية كانت عدة اضعاف مثيلاتها، لاي اشعاع طبيعي او اصطناعي آخر معروف في ذلك الوقت.

وفي سنة (1927) وجد كلاي ان شدة الاشعة الكونية تعتمد على الارتفاع ولذلك فهي اقل مايمكن عند خط الاستواء واكبر مايمكن عند القطبين. وهذا هو تأثير مغناطيسي يدعم الاقتراح القائل، ان الاشعة الكونية هي دقائق مشحونة تدخل المجال المغناطيسي الارضي من مسافة بعيدة. وتجرى في هذه المرحلة الدراسات المركزة، بالحقيقة، للتعرف على خصائص الاشعة الكونية واستعمالاتها في الفيزياء النووية.

25 - 2 طبيعة الاشعة الكونية

ان الاشعة الكونية الاساسية لها اصلها في مكان ما خارجاً في الفضاء. وهي تنتقل بسرعة عظيمة كسرعة الضوء تقريباً ويمكن حرفها بالمجالات المغناطيسية الكوكبية او تلك الموجودة بين المجرات. وانها تتميز في كونها دقيقة منفردة ويمكنها ان تمتلك طاقة تبلغ 10^{19} eV ، ولكن الطاقة المجتمعة لاشعة كونية

تدخل الغلاف الجوي هي حوالي (10) مايكرو واط في المتر المربع فقط، وهذه تساوي الطاقة المنبعثة من ضوء النجم تقريباً. ففي ضوء النجم تكون طاقة فوتون واحد بضع وحدات الالكترون فولت مقارنة مع معدل طاقة الدقيقة الواحدة في الاشعة الكونية البالغ 6 GeV ، حيث ان: $1\ GeV = 10^{9}\ eV$.

ان تركيب الاشعة الكونية الداخلة الى جو الارض اصبح معروفاً جيداً الى حد ما من تجارب المنطاد حيث وجد ان الاشعة الكونية الاساسية هذه تتكون بصورة رئيسة من بروتونات سريعة. كما يوجد هناك عدد قليل جدا من البوزيترونات والالكترونات او الفوتونات، وان تركيب «الجزيئة» أساساً هو (92%) بروتونات و (7%) جسيمات الفا و (1%) نوى ثقيلة مثل الكاربون والنيتروجين والاوكسجين والنيون والمغنيسيوم والسيليكون والحديد والكوبلت والنيكل في حالتها المتأينة (اي انها فقدت الكتروناتها). إن معدل الطاقة لدفق الاشعة الكونية هو 6 GeV بقيمة قصوى تبلغ حوالي 10^{10} GeV . (قارن هذا مع (300GeV)، وهي اكبر طاقة لدقيقة معجلة اصطناعياً). ان الاشعاع الواصل الى الارض يكون تقريباً موحد الخواص في جميع الاتجاهات تماماً.

حال دخول الاشعة الكونية الاساسية الى جو الارض يحدث اصطدام متضاعف بسرعة مع ذرات الغلاف الجوي منتجة بذلك عدد كبير من الدقائق الثانوية بشكل رشات. وهكذا، فعندما يصطدم بروتون اساس مع نواة ذرة اوكسجين او نيتروجين ينتج شلال نووي صغير. وهذه الاشعاعات الجوية الثانوية تحتوي على عدة دقائق جديدة، متعادلة ومتأينة، اضافة الى فوتونات نفاذة لكنها قليلة، اذا كان اي من الاشعاع الكوني الاساسي لايزال على قيد الحياة في مستوى سطح البحر. وتتكون الاشعة الكونية الثانوية عند مستوى سطح البحر من حوالي (75%) ميونات (ميزونات μ) وحوالي (25%) الكترونات وبوزيترونات. كما ان بعض جسيمات الفا وفوتونات كاما ونيوترونات يحتمل ان تكون موجودة بكميات مهملة. اما الميون فانه سوف يشرح فيما بعد.

ان المقاطع العرضية لاصطدام المكونات الاساسية للاشعة الكونية من المرتبة (10^{-1}) بارن، ومعدل المسار الحر لعملية اصطدام في طبقات الجو العليا يحتمل ان يكون عدة كيلو مترات. ان الدقائق الجديدة الناتجة عن الاصطدامات الاولية تعطي بدورها اشعاعات ثانوية اكثر نتيجة لاصطدامات اضافية حتى يتكون شلال صغير من الدقائق، مسببة بذلك زيادة في الشدة نحو الارض. وهذا موضح بيانياً في الشكل (25 - 1) وبصورة فوتوغرافية واقعية لرشات شلال منتج قصداً في الرصاص موضحة في الشكل (25 - 2).

ان طيف الطاقة للاشعة الكونية الاساسية يتراوح من 10^{9} eV الى حوالي 10^{19} eV ويمكن كتابته $K(E+m_0c^2)^{-\gamma}$ (dN / dE) ، حيث N هو عدد النوى بطاقة حركية للنوية الوحيدة E > (بوحدات GeV)، (m_0) هي طاقة السكون للنوية و (K) و (γ) ثوابت لمركبة معينة للاشعة الكونية، وهذا مبين في الجدول (25 - 1). وفي الطاقات فوق (1.5GeV) للنوية تكون شدة الاشعة الكونية ثابتة مع الزمن تقريباً، وبقيم دفق في الفضاء حوالي:

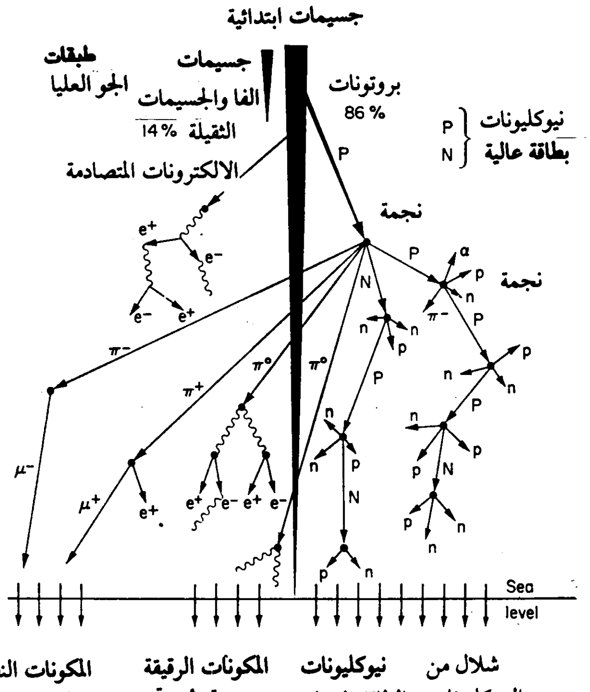
بروتونات:	1500 nuclei/m² s unit solid angle
جسيمات (α):	90 nuclei/m² s unit solid angle
النوى الثقيلة:	10 nuclei/m² s unit solid angle

الجدول 25 - 1

مكونات الاشعة الكونية الابتدائية الداخلة في الغلاف الجوي الارضي

نواة	التركيب	مدى الطاقة	التدفق اي عدد الجسيمات $m^{-2}\ s^{-1}$ لوحدة الزاوية الصلدة
H	92	2—20	$4000\ E^{-8/7}$
He	7	1·5—8	$460\ E^{-7/4}$
Li Be B	0·18	—	$12\ E^{-7/4}$
C N O F	0·36	3—8	$24\ E^{-7/4}$
Ne and beyond	0·15	3—8	$16\ E^{-2}$

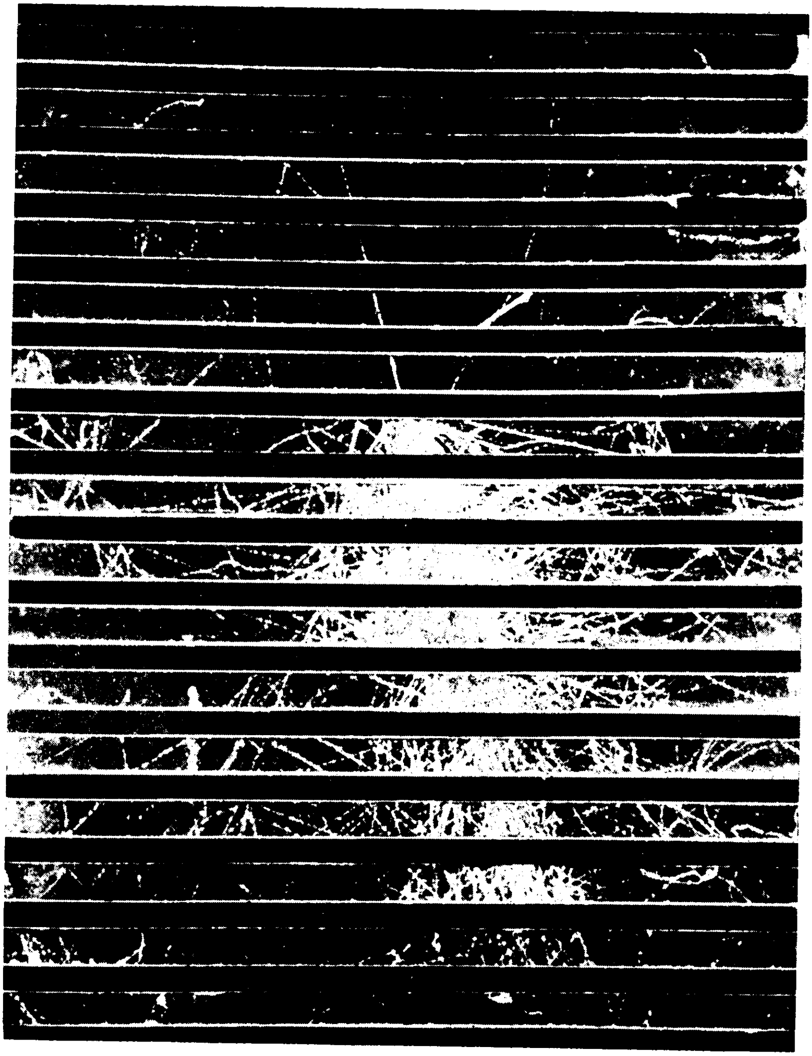
E هي الطاقة الكلية لكل نيوكليون بوحدات GeV



الشكل 25 - 1

النواتج الثانوية من اصطدام جسيمة ابتدائية من الاشعة الكونية في الجو

ان شدة الاشعة الكونية ذات الطاقات المنخفضة لاتكون ثابتة مع الزمن لكنها تعتمد على فعالية الشمس. ولقد وجد انه اثناء فترات فعالية البقع الشمسية تكون شدة الشعاع الكوني واطئة وذلك على افتراض انه بسبب اصطياد الدقائق الاساسية المشحونة عالياً فوق الارض بالمجال المغناطيسي المتزايد للشمس في هذه الاوقات. فمقابل الدورة ذات الـ (11) سنة التي تقع خلالها اعظم فعالية للبقع الشمسية، يكون هناك لذلك دورة لاوطأ شدة للشعاع الكوني.



الشكل 25 - 2

شلالات متعاقبة ناتجة في الصفائح الرصاصية. صورة حجرة السحابة (من روجسترو ويلسن، صور حجرة السحابة للاشعة الكونية، بيركامون، 1952)

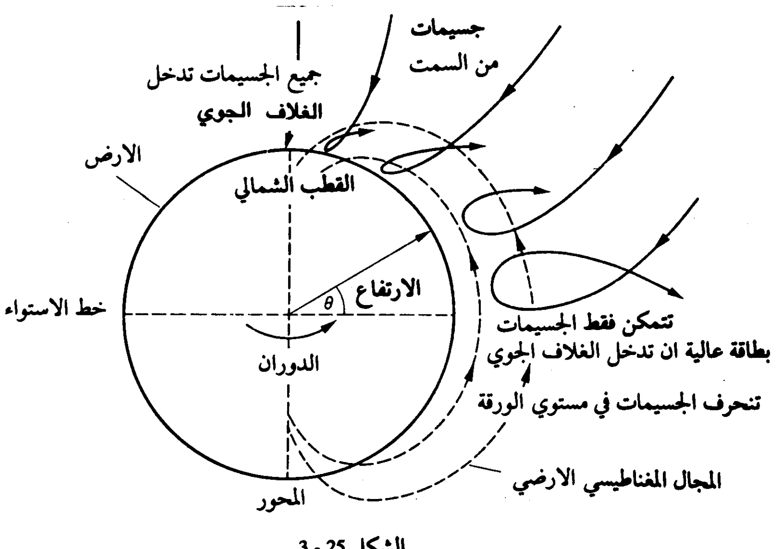
25 - 3 اصل الاشعة الكونية

لقد اظهرت المشاهدات الحديثة من قياسات شدة الاشعة الكونية، ان الشمس نفسها يجب ان تكون، بالحقيقة، المصدر الاصلي، على الاقل لبعض الجسيمات الاولية ذات الطاقة الواطئة، لانها في اوقات التوهجات الشمسية تزداد شدة الاشعة الكونية. على كل حال، يمكن ان يحسب هذا لجزء صغير من الكل فقط. وبما ان الاشعة الكونية هي موحدة الخواص في جميع الاتجاهات حول الارض تقريباً، فان اصلها الشبيه «بالمصدر النقطي» كالشمس يكون مستبعداً، ولذلك يجب ان تنظر الى مسافات ابعد بكثير في اعماق الفضاء.

ان السمة المميزة المشوقة لتركيب الاشعة الاولية هي وجود نويدات ثقيلة تصل لغاية كتل ذرية حوالي (60). وبالحقيقة فتوزيع العناصر في الاشعة الكونية يبدي ميلاً مشابهاً لذلك في الشمس والنجوم و السديم وفي الاجزاء غير المتطايرة من النيازك، ولو ان الاشعاعات الكونية الاساسية هي اغنى بالنوى الثقيلة، بصورة ذات مغزى مقارنة مع المادة العامة الموجودة في الكون. ويبدو ان هذا يوضح اصل الاشعة الكونية الذي تكون فيه المادة موجودة وحيث ان الظروف هي طاقات واطئة تقريباً (مقارنة مع طاقات الاشعة الكونية) ومن المحتمل ان تكون في انفجارات نجوم متفجرة فائقة التوهج.

لقد اقترح فرمي ان الاشعة الكونية تمتلك اصلاً في الفضاء البعيد بين النجوم وتعجل الى طاقات عالية، في الوقت الذي تنساب خلال اذرع المجرة، بالمجال المغناطيسي الكوكبي المصاحب، الذي يبلغ حوالي (10^{-9}) تسلا او (1 nT). فعندما تحقن دقيقة الاشعة الكونية في المجال المغناطيسي الكوكبي من سطح نجمة بطاقة ابتدائية لابأس بها فان المجال سوف يتسبب في ان تتخذ مساراً لولبيا في هذا المجال. وفي النهاية سوف تصطدم بمنطقة مجال مغناطيسي عالي اخرى حيث تصلها بسرعة عالية. وبذلك فان دقيقة الاشعة الكونية تنعكس او تتنافر بطاقة متزايدة لان المجال المغناطيسي يتحرك نحوها. فعندما تحبس دقيقة الاشعة الكونية بين مجالين من هذه المجالات المغناطيسية العالية فانها تحصل على طاقة نتيجة للتنافرات المضاعفة وان الدقائق الاكثر طاقة في التوزيع اخيراً تهرب في الفضاء بسرعة اسقاط عالية. ان هذا النموذج لايكون غير مشابه للماكنة «المرآة» التي نوقشت في فصل سابق. ان آلية الاصطياد والقذف يمكن ان تتكرر حتى تصل الدقيقة الى النظام الشمسي حيث تتم ملاحظتها.

ولذلك فقد استنتج، ان الاشعة الكونية تحصل على طاقاتها في جوار النجوم الفعالة مغناطيسياً وخصوصاً المتجددات العظيمة. لقد تم دعم هذا بالمشاهدات الناتجة عن النجوم الراديوية التي ابدت ضوضاء لاسلكية شديدة بسبب الالكترونات السريعة جداً، المتحركة في المجالات المغناطيسية المقترحة اذ يجوز ان تكون الاشعة الكونية مصحوبة بحادثات نجمية عظيمة العنف. وبما ان الاشعة الكونية تدفع هنا وهناك في جميع الاتجاهات بواسطة هذه الاحزمة العظيمة من المجالات المغناطيسية النجمية التي تعاني فيها انعكاسات مضاعفة وتغييرات في الاتجاه، حيث تحيط الارض بصورة موحدة الخواص في جميع الاتجاهات ولذلك فان الارض يمكن ان تعد كجسم بسيط في بحر كامل من الاشعة الكونية.



الشكل 25 - 3

انحراف جسيمات الاشعة الكونية المقتربة من السمت مبيناً تأثير المجال المغناطيسي الارضي

25 - 4 التأثيرات المغناطيسية الارضية

لقد انجز كومبتن وميليكان في (1935) مسحاً عالمياً شاملاً لشدة الاشعة الكونية حيث اظهرا ان خطوط شدة الاشعة الكونية المتساوية يتبع الى حد بعيد العرض المغناطيسي الارضي، للكرة الارضية، فأوضحا ان بعضاً من الجسيمات الاولية، على الاقل، يجب ان تكون دقائق مشحونة متأثرة بالاختلافات الحاصلة في المجال المغناطيسي الارضي.

تمتلك الارض عزماً مغناطيسياً يبلغ (10^{19}) بوحدات النظام العالمي بمجال مغناطيسي كثافة دفقه ($30\mu T$) عند خط الاستواء، كما هو موضح في الشكل 25 - 3 للدقائق التي تدخل جو الارض عمودياً، وموازية لخطوط قوى المغناطيس الارضي عند القطبين، حيث يكون هناك تفاعل قليل بين المجال المغناطيسي والدقائق المشحونة قرب القطبين، وعلى كل حال، يكون المجال المغناطيسي قرب خط الاستواء عمودياً على اتجاه الاشعة الكونية، ولذلك يكون التفاعل اعظم بكثير كي تنحرف الدقائق ذات الطاقة القليلة خارج مسارها الاصلي. تلك الدقائق التي تتجاوز طاقة حرجة فقط تصل الى سطح الارض. وهذه الطاقة الحرجة تكون مكافئة الى قطع في الطيف الطاقي، وتعتمد على خط العرض.

ان ادنى زخم للدقيقة، مقابل لطاقة القطع يعطي ($P_{min} = 14.85 \cos^4 \lambda$) حيث λ هي العرض المغناطيسي ووحدة الزخم تكون (GeV/c).

لاتوجد دقيقة تحت هذا الحد يمكنها ان تصل الارض بخط عرض معين λ وان القيمة القصوى لـ (P_{min}) هي (14.85) عند خط الاستواء، وحوالي (0.9) عندما $\lambda = 60°$. وهناك احتمال ان تحبس بعض المركبات قليلة الطاقة في الاشعاعات الاولية في المجال الارضي عند ارتفاعات عالية جدا مؤدية الى نشوء احزمة اشعاع فان اللن المكتشفة في تجارب القمر الصناعي الامريكي في سنة 1958. وهذه المناطق حلقية الشكل تحتوي على دقائق دوارة بطاقة واطئة لكن عالية الشدة حيث يتطابق محور هذه الاحزمة مع المحور المغناطيسي الارضي كما مبين في الشكل 25 - 4.

وبما ان المجال المغناطيسي الارضي الرئيسي متجه من الجنوب الى الشمال فوق سطح الارض، وعلى فرض ان الدقائق الاساسية مشحونة ايجابا، فان نوى ذرات الاشعة الكونية المتحركة تنحرف نحو الشرق وفقاً لقاعدة موتور اليد اليسرى. وهذا يعطي تأثيراً شرق - غرب الذي تكون فيه الشدة المشاهدة للاشعة الكونية الساقطة من الغرب حوالي (20%) اكبر من تلك الساقطة من الشرق. وهكذا فان دقائق الاشعة الكونية البطيئة تأتي من الغرب بسرعة اكبر من الدقائق القادمة من الشرق.

ان عدم التماثل هذا قد توضح تجريبياً بصورة كاملة هكذا، مؤيداً بذلك النظرة القائلة ان الاشعة الكونية الاساسية تكون موجبة الشحنة وتتكون الى حد كبير من البروتونات.

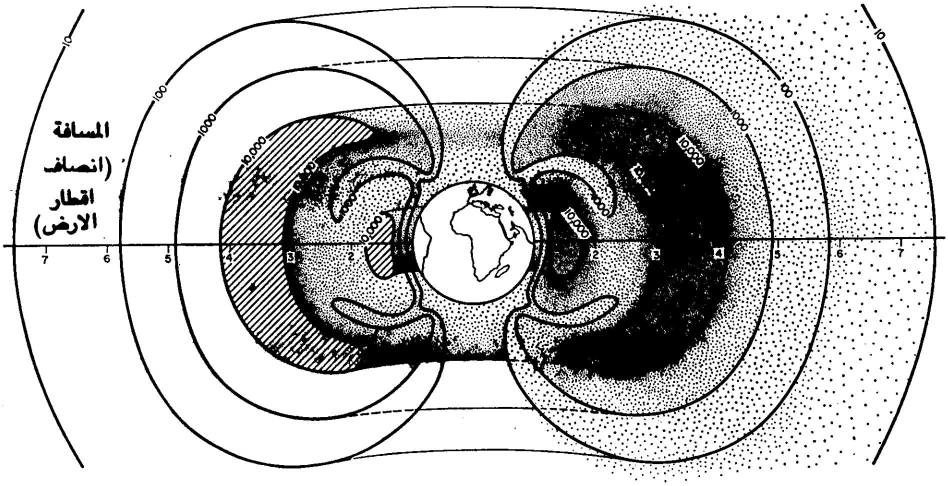
25 - 5 الاشعة الكونية في مستوى البحر

تمتلك الاشعة الكونية الثانوية المقاسة عند مستوى البحر توزيعاً مختلفاً للدقائق من الاشعة الاولية. اذ نصل بروتونات قليلة جداً من الاشعة الاولية الى مستوى البحر حيث تتألف الاشعة الكونية الشديدة او النفاذة بصورة رئيسة من ميونات مشحونة. وسوف نتعامل مع الخصائص لهذه الدقائق تحت النووية الجديدة في الفصل القادم. ويكفي ان نقول هنا ان الاشعة الكونية في طبقات الجو العليا تحتوي الى حد كبير على مايسمى ميزونات (باي) او (بايونات) (الكتلة $273\ m_e$) وميزونات (ميو) او ميونات (الكتلة $207\ m_e$) لكلتا الاشارتين. كما توجد هناك دقائق ثانوية اضافية، بوزيترونات والكترونات وفوتونات تحصل في رشات من دقائق لاتعد ولاتحصى. وهذه تؤلف المركبات الرخوة، وتمتص بحوالي (100 - 20)

مليمتر من الرصاص، فعند مستوى البحر تسيطر الميونات والالكترونات من كلتا الاشارتين.

وعندما تخلق ميزونات (باي) المتعادلة نتيجة لاصطدامات البروتونات السريعة مع الاوكسجين والنيتروجين ونوى الذرات الاخرى في الجو (انظر الشكل 25 - 1) وتتحلل الى اشعة γ وتكون طاقتها فوق (100 MeV) وهذه الاخيرة تنتج ازواجاً الكترونية ـ بوزترونية بنفس الطاقة تقريباً وهذه بدورها تولد فوتونات جديدة عالية الطاقة بواسطة البريمشترالونك ممتلكة طيفاً مستمراً بطاقة قصوى تعطى بالمعادلة:

$$h\nu_{\max} = E - m_e c^2$$



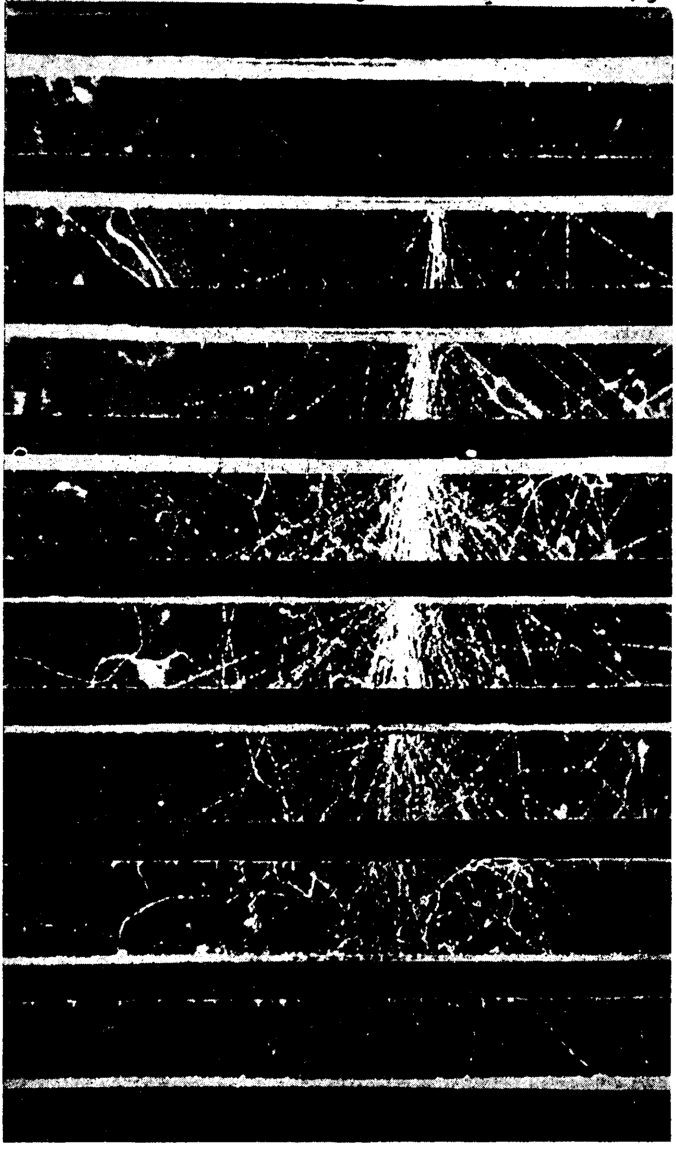
الشكل 25 - 4 تركيب احزمة الاشعاع المبينة بالخطوط الكفافية لشدة الاشعاع (الخطوط السوداء) والتي تظهر تخطيطياً بالتظليل (يسار)؛ وبالنقاط (يمين) تقترح توزيع الجسيمات في حزامين. اذ تعطي الارقام الكفافية العدات في الثانية: ويبين المقياس الافقي المسافة مقدرة بأنصاف قطر الارض (حوالي 400 6) من مركز الارض. ان الجسيمات في الحزام الداخلي قد تنشأ من الانحلال الاشعاعي للنيوترونات المتحررة في طبقات الجو العليا بالاشعة الكونية: ومن المحتمل ان يكون نشوء الجسيمات في الحزام الخارجي في الشمس (من مجلة ساينتفيك امريكان، جي، اي، فان الن، اذار 1959 الجزء 200 العدد 3 الصفحة 39)

حيث E هي طاقة الالكترون الساقط الذي كتلته (m_e). وان اشعة (γ) تنتج بريمشترالونك وهكذا تستمر العملية حتى تبدو كل طاقة انحلال (π^0) الابتدائية. ان عملية التضاعف هذه تدعى رشة الكترونية ـ فوتونية. وطبقاً لهذه النظرية يجب ان يزداد عدد البوزيترونات والالكترونات في الاشعة الكونية كلما تقترب من الارض. وهذا بالحقيقة صحيح داخل المنطقة التي تمتد حوالي (15 km) من سطح الارض. وعلى اقل من هذا الارتفاع تقل الشدة ثانية كما وجدت اصلاً من قبل هس.

ان رشة شلال الالكترون ـ فوتون هذه تكون ذات اطوال قصيرة لكنها تكفي ان تشاهد في المعادن تجريبياً. وان طول مسار رشة الالكترون في الهواء تكون حوالي (30) كيلو متر وفي الرصاص حوالي (5) مليمتر، ولذلك يمكن ملاحظته بسهولة في الحجرة السحابية كما هو مبين في الشكل 25 - 5.

25 - 6 رشات الهواء الواسعة

بالاضافة الى رشات الالكترون ـ فوتون الضيقة التي شرحت تواً يوجد هناك رشات هواء واسعة تحتوي مئات الملايين من الدقائق الواصلة الى الارض سوية فتغطي عدة آلاف من الامتار المربعة. ورشات الهواء الكبيرة هذه تنشأ نتيجة للسهولة التي تنحرف فيها الالكترونات والفوتونات قليلة الطاقة عن المسار الرئيس للرشة بعد الاصطدامات المتضاعفة مع نوى الجو. وبما ان الطاقة الكلية للرشة يجب ان تكون مساوية تقريباً لطاقة الدقيقة الاولية (البروتون) المسببة لها. ويمكن ان نحصل على فكرة واضحة عن طاقة الاخيرة بقياس الطاقة الكلية لدقائق الرشة. وبهذه الوسيلة يتم الحصول على القيمة 10^{19} eV كطاقة قصوى للمركبات الاساسية في الاشعة الكونية.



الشكل 25 - 5

شلالات متعاقبة من فوتون ـ الكترون المارة خلال الواح من الرصاص. صورة حجرة السحابة. (من روجستر وولسن، صور الاشعة الكونية في حجرة السحابة، بيركامون، 1952)

فعندما تصطدم دقيقة طاقتها 10^{19} eV مع جزيئة هواء، يمكن للمرء ان يتصور الجيل القادم من الدقائق التي تمتلك طاقة كافية لتعطي عدة تجمعات طاقية اضافية، وهكذا تنتج عدة ميزونات ونويات، مولدة رشة نفاذة سوف ندعيها (شلال النويات) وذلك لتمييزها عن شلال الالكترونات الذي تم وصفه في الجزء السابق. ان المركبات الرئيسة لرشات النويات هي ميزونات «باي» ونيوترونات ونوى ثقيلة وعدة ميزونات اخرى والتي تؤلف المركبة النفاذة عند مستوى البحر. انّ معظم المركبات في رشات النويات تكون مشعة.

25 - 7 الكشف عن دقائق الاشعة الكونية

ان معظم الطرق الموصوفة في الفصل (17) يمكن ان تستعمل في الكشف عن الدقائق المشحونة الموجودة في الاشعة الكونية. وان اقدم طريقة هي حجرة ولسن السحابية التي اجري بواسطتها الكثير من البحوث المبكرة، وبها استطاع الفيزياويون ان يدركوا مسارات اشعة (α) و (β^-) والبروتونات والخ، بسرعة فائقة. وقد استعملت الحجرة السحابية على نطاق واسع حتى 1947 حيث طورت طريقة المستحلب النووي (طبقة الفلم الحساسة للنويات) باعتباره تكنيكا مكملاً. ولاتزال طريقة طبقات الفلم الحساسة نووياً تستعمل على نطاق واسع حيث تتميز بزهادة سعرها وهي فقرة مهمة في الميزانية المرصودة للبحوث. اما الحجرة الفقاعية فلا يمكن استعمالها للاشعة الكونية لان عمر المراكز قصير جداً، مقارنة مع دورة العمليات بأكملها التي تحتل ثانيتين او ثلاث ثوان بضمنها التقاط الصورة الفوتوغرافية النهائية. وطريقة الكشف هذه تكون مثالية عندما تستعمل بالتطابق مع حزمات نبضية، مثلاً، البيفاترون، التي تكون بهذه الرتبة من الزمن ايضا. ويمكن اذاً ان تستعمل الحجرة الفقاعية لفحص الدقائق الغريبة المنتجة صناعياً بدلاً من تلك المتولدة في انفجارات الاشعة الكونية.

ويمكن ان يعين اتجاه انفجار شعاع كوني بواسطة تلسكوب عداد كايكر، حيث ترتب ثلاثة انابيب كايكر او اكثر بحيث يكون الواحد موازياً للآخر مثل درجات السلم. فعندما تمر الدقيقة الى اسفل السلم فانها تفرغ شحنة كل مجموعة العدادات آنياً، وعندما يحدث مثل هذا التطابق فان المضخمات الالكترونية تسجل قراءة الدقائق الساقطة بصورة مائلة بالنسبة الى السلم التي لايمكنها ان تفجر كل الانابيب ولاتسجل قراءة. وهكذا يمكن اختيار اتجاه معين، حيث يتم تعيين الشدة الزاوية للاشعة الكونية بمسح جميع الاتجاهات. ومما يؤسف له ان يكون تعيين الدقائق بصورة منفردة بواسطة هذا الترتيب مستحيلاً.

اما في حالة صفائح طبقة الفلم الحساسة النووية، فان كل دقيقة منفردة تترك مساراً متميزاً حيث يمكن تعيينها من قبل العاملين الماهرين. ان المعلمات التي تستعمل في تعيين الدقائق هي طول المسار وكثافة الحبيبات وتمايل المسار. وفي التجارب الحديثة توضع الصفائح سوية باكداس كي يمكن متابعة تفاصيل الحادثة بأكملها، حيث تعطي القياسات الدقيقة لمميزات المسار تقديراً لكتلة الدقيقة، لكن الاشارة ليس من السهل ايجادها، كما في حالة الحجرة السحابية التي يمكن تشغيلها بسهولة في مجال مغناطيسي محرف.

ان استعمال العدادات المرتبة في انماط التطابق وعدم التطابق وفي التطابق المتأخر، سوية مع استعمال العدادات التي تكون فيها حجرات التمدد مسيطر عليها وطرق طبقة الفلم الحساسة المختلفة تؤلف الاساس تقريباً لجميع قياسات اتجاه وشدة الاشعة الكونية. ويكون هذا صحيحاً، على الاخص للاستقصاءات الجوية وعند مستوى البحر لكشف وتسجيل الحادثات متعددة الدقائق ذات الطاقة العالية. اما عند الارتفاعات العظيمة حيث الخلفية غير المرغوب فيها تكون واطئة جداً فقط، يمكن استعمال العداد المنفرد بنجاح.

25 - 8 الاستعمال ومستقبل البحث في الاشعة الكونية

ان البرنامج العالمي النطاق، في مجال بحوث الصواريخ والاقمار الصناعية الذي يجري الان، سوف يمكننا من اكتشاف تغييرات شدة الاشعة الكونية في الفضاء المحيط بالارض بصورة كـاملة، ولربمـا سيشرح بعض التغييرات الحاصلة في المجال المغناطيسي للارض.

ان الطاقات العالية جداً المصاحبة للاشعة الكونية على ارتفاعات عالية والسهولة التي بـواسطتهـا تستطيع ان تخترق نواة الذرة مكن المشتغلين في بحوث الاشعة الكونية ان يقدمـوا مساهمـات مفيدة لمعلوماتنا عن تركيب النواة. ولسوء الحظ، كما رأينا سابقاً، تكون الشدة المطلقة للاشعة الكونية صغيرة جداً مقارنة مع تلك التي نحصل عليها من مكائن تعجيل الدقائق، وعلى كل حال تكون الكلفة النسبية صغيرة ايضاً وان فائدة الاشعة الكونية باعتبارها مجساً نووياً يعطي معلومات حول المجالات النووية للقوة كاختبار للنظرية النسبية وللنظرية الكهرومغناطيسية سوية مع التبادل بين المادة والطاقة لايمكن ان تنكر ابداً. وربما اكثر مجالات الاشتغال في الاشعة الكونية تشويقاً هو البحث عن دقائق جديدة. فمنذ عام (1932) عندما اكتشف اندرسون البوزيترون في الاشعة الكونية، فان عدة دقائق غريبة قد وجدت غالبا ماتكون هذه الدقائق بخصائص مدهشة. وهذه الدقائق الاساسية تلعب جزءاً كبيراً في بحثنا عن التفاصيل الكاملة لتركيب النواة والنويات وتؤلف موضوع الفصل القادم.

مسائل

(ان المسائل المؤشرة بنجمة قد تم حلها بصورة كاملة في نهاية الفصل)

25 - 1 صنف قائمة لنسب الوفرة للعناصر من $Z = 1$ الى $Z = 60$ كما وجدت في الكون وفي الاشعة الكونية (راجع كتاب الاشعاع والفيزياء النووية للمؤلف ج. م. كورك والناشر دي فـان نوستـراند كومباني، صفحة 300) ما أهمية مثل هذه المقارنة؟

*25 - 2 من المعلومات المعطاة في الجدول (25 - 1) احسب الشدة لمختلف الدقائق الاولية بوحـدات المايكروواط بالمتر المربع لوحدة الزاوية الصلبة في (10GeV) للنوية الواحدة. كيف تتوقع ان يتغير هذا مع خطوط العرض؟

الجواب: (البروتونات 0.46 مايكرو واط).

25 - 3 ناقش الحقيقة القائلة ان الاشعة الكونية الاسـاسية لاتحتـوي على اعـداد يمكن تقديـرها من الالكترونات والبوزيترونات او الفوتونات؟

25 - 4 اكتب مقالة عن اصل الاشعة الكونية؟

25 - 5 ماهو اشعاع بريمشترالونك وكيف يختلف عن اشعة كاما؟ صف انتاج ودور اشعاع بريمشترالونك في رشات الاشعة الكونية؟

25 - 6 خمن معدل الجرعة عند مستوى البحر في زاوية (45°) شمالاً، من دقائق الاشعة الكونية الثانوية؟

25 - 7 في الحجرة السحابية يستعمل مجالاً شدته (2T) فاذا كان نصف قطر مسار الكترون من رشة اشعاع

كوني (20) متراً فما طاقة الالكترون؟

25 - 8 احسب كثافة الدفق الميزوني في مستوى البحر فاذا كانت الحجرة التأينية المستعملة اسطوانية الشكل قطرها (400) ملليمتر وطولها (400) ملليمتر، ومملوءة هواء تحت ضغط مقداره (4) ضغط جوي وتعطي تياراً مقداره (56fA). فاذا كان الميزون الواحد يعطي (70) زوجاً ايونياً بالسنتمتر من طول المسار في الهواء تحت الضغط الاعتيادي؟
(افرض ان الميزونات تدخل من النهاية المسطحة لحجرة التأين فقط).

حل لمسألة

25 - 2 لنعتبر البروتونات فقط
من الجدول (25 - 1)، الدفق يعطي بـ $\frac{4000}{E^{8/7}}$ دقيقة بالمتر المربع بالثانية بوحدة الزاوية الصلبة،

حيث تكون E بوحدات (GeV).

∴ الدفق = $\frac{4000}{10^{8/7}}$

= 290 دقيقة بوحدة الزاوية الصلبة كل منها بطاقة مقداها (10 GeV)

∴ شدة الطاقة (Energy Intensity) =

$= 290 \times 10^4 \times 1 \cdot 6 \times 10^{-13}$ joules/m²s unit solid angle.
$= 0 \cdot 46$ microwatts/m² u.s.a.

الفصل 26

الدقائق المستقرة وشبه المستقرة

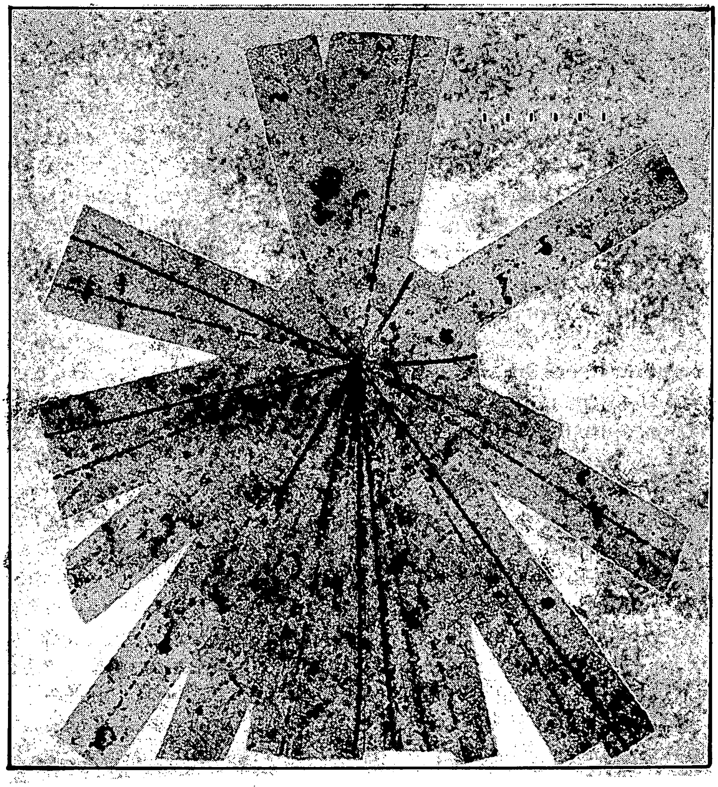
26 - 1 المقدمة

لقد رأينا في الفصل السابق ان الاشعة الكونية الاساسية تتكون الى حد كبير من بروتونات بطاقات بين (1 GeV) او (10 GeV)، فعندما تتقابل مثل هذه البروتونات السريعة مع النوى في ذرات المواد المكونة للجو فانها تحدث اصطدامات نوية ـ نوية عالية الطاقة لايمكن ان تتوالد بسهولة في المختبر. انه ليس مدهشاً اذا، ان تكتشف عدة دقائق جديدة في حادثات الاشعة الكونية، وهي دقائق ذات خصائص غريبة جداً مقارنة مع الدقائق الاساسية المعروفة مبكراً عند الفيزياويين. ان الدقيقة الجديدة الاولى التي اكتشفت، كانت البوزيترون وتبعتها حالاً ميزون «ميو» الذي يمتلك كتلة تقع بين كتلة الالكترون وكتلة البروتون. وقد اكتشفت عدة ميزونات اخرى منذ ذلك الحين، ونحن نعرف الان انه عندما يضرب بروتون سريع للاشعة الكونية، نواة ما فانه يتفاعل بشدة مع النويات. وبعد عملية اعادة الترتيب التالية لذلك يمكن ان تقذف رشة مكونة من عدة ميزونات. والشكل (26 - 1) يبين هذا النوع من الحادثات في صفيحة طبقة الفلم الحساس نووياً.

لقد تم اكتشاف الميزون لاول مرة باعتباره دقيقة اساسية في سنة (1937) من قبل ندرمير واندرسون وستريت وستيفنسون في حجرة ولسن السحابية عند مشاهدات الاشعة الكونية. وقد سميت هذه الدقيقة في حينه (ميزوترون) ويمكن ان تكون موجبة او سالبة وتسمى هذه الدقيقة الان ميزون «ميو». وقد قدرت كتلتها بحوالي ثلاثمائة مرة كتلة الالكترون. ان وجود دقيقة بهذه الخصائص الفريدة بالواقع قد تنبأ بها يوكاوا في (1935). لقد رأينا سابقاً ان القوى p - p, n - p, n - n، قصيرة المدى، شديدة التجاذبية في النواة، وهي القوى الترابطية التي تعطي النواة استقراريتها. ففي هذه الدراسة لمجال ـ القوة النووية تنبأ يوكاوا من الميكانيك الكمي بوجود نظام لتبادل القوى النووية، بالاحرى، شبيهة لتبادل القوى الالكترونية في الايون H_2^- حيث ان البروتونين تمسكان مع بعضهما بالتبادل المستمر للالكترون المنفرد بينهما. لقد وضع يوكاوا قدما نظرية للقوى النووية التجاذبية التي تتطلب وجود دقيقة، اما بشحنة موجبة او سالبة، وبكتلة مكافئة الى مائتين او ثلاثمائة كتلة الكترونية، لكي تعطي المسافة الصحيحة التي تؤثر على امتدادها القوى قصيرة المدى، يعني، حوالي 1 فيرمي «1 fm» واقترح ايضا ان هذه الدقيقة يحتمل ان تساعد في تفسير بعض الصعوبات في نظرية انحلال (β^-)، وذلك عندما يتحول نيوترون في نواة الى بروتون فانه يبعث اولاً ميزون سالب الذي يتحلل بدوره حالاً الى الكترون ونيوترينو. ان ميزونات يوكاوا هذه، هي الكمات للمجال ـ القوة النووية وكان طبيعياً ان تشخص ميزونات (1937) التجريبية باعتبارها فوتونات يوكاوا النووية.

ان احدى خصائص الميزون السالب، كما تنبأت بها النظرية، كانت عندما توقف بمواد صلبة اعتيادية، حيث وجب ان يمتص بسرعة فائقة مبدية تفاعلاً نووياً شديداً. لكن بمرور الزمن وجد ان ميزون «ميو» يمتلك تفاعلاً ضعيفاً مع النوى فقط، وهي نتيجة متعارضة مع متطلبات نظرية يوكاوا. فقد وجد تجريبياً ان ميزونات «ميو» السريعة تمكنت من المرور خلال صفائح سميكة من الرصاص من دون

ان تمتص موضحة بذلك تفاعلاتها الضعيفة مع نوى المواد الصلبة. ومن هنا، فان امكانية تشخيص ميزون «ميو» التجريبية على انها دقيقة يوكاوا كانت عرضة للشك.



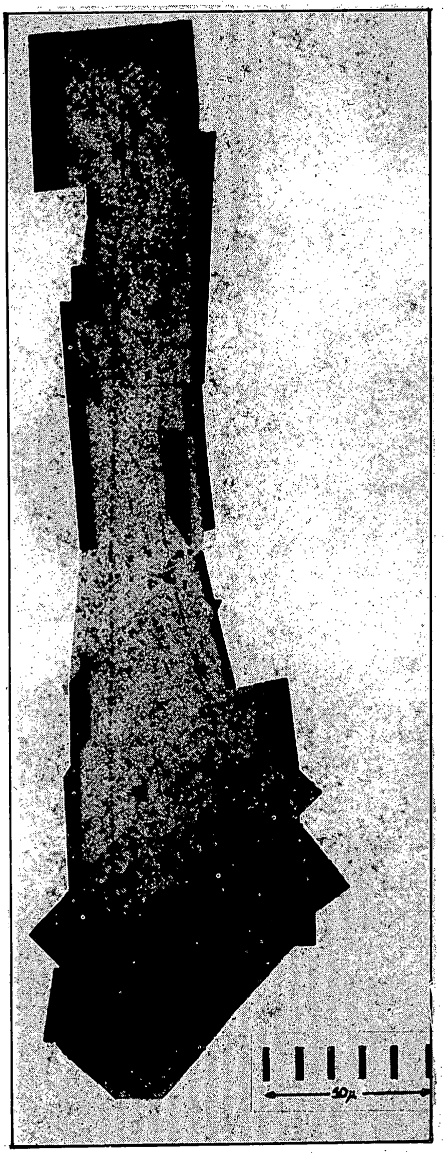
الشكل 26 - 1

انحلال نواة المستحلب بواسطة بروتون ذي طاقة عالية. يدخل البروتون في منتصف الجزء العلوي من اللوحة منتجاً نجمة نتيجة التصادم مع نواة الفضة او البرومين. تنبعث الجسيمات المنهمرة بغزارة في الاتجاه الامامي ويمكن رؤية عدة مديات اقصر للجسيمات (من باول وزملاءه، دراسة الجسيمات الاولية بطريقة التصوير، بيركامون، 1959).

فعندما فحصت، في عام (1947)، صفائح طبقة الفلم الحساس النووية الاولى المتعرضة للاشعة الكونية على ارتفاعات عالية، حيث ان وجود ميزون آخر كتلته ($300\ m_e$) قد شك في امره، لكن هذا الشك اصبح قوياً، لان نظرية يوكاوا لم تفترض ميزونين مختلفين. ففي صفائح طبقات الفلم الحساسة النووية المبكرة وجد ان بعض الميزونات تتحلل في نهاية مساراتها. وقد شخصت هذه فيما بعد باعتبارها ميزون «باي» الموجبة، التي تتحلل عندما تتوقف في طبقة الفلم الحساسة الى ميزونات ثانوية. ان ميزونات «باي» الجديدة قد تبين انها تنتج في عملية الانحلال ايضا حيث وجد انها تتفاعل بشدة مع النويات في نوى طبقة الفلم الحساسة. والشكل (26 - 2) يبين احدى الصور الفوتوغرافية لمخطط انحلال $\pi \rightarrow \mu \rightarrow \beta^-$ الذي تشاهد فيه مسارات الميزون المميزة بوضوح. ان التشخيص الناجح لمثل هذه الدقائق الجديدة يعتمد على فحص دقيق لمميزات مساراتها بالنسبة الى فرقها عن تلك الدقائق الاولية المعروفة.

فمثلاً تكون مسارات الالكترون غير منتظمة جداً بسبب تشتت كولوم الشديد. ويمكن ان تدرك هذه

بسهولة في نهاية مسارات ميزون (μ^+). ان مسارات الميزون ليست خطية تماماً لكنها تظهر انحرافات اقل حدة من مسارات الالكترون وتمتلك كثافة حبيبات تزداد باتجاه نهاية المسار. فالميزونات السالبة غالباً ماتشخص من انحلالاتها النووية في نهاية مداها. وهكذا فالخصائص التي تفحص هي طول المسار (او المدى) والانتهاء المفاجيء للمسار في طبقة الفلم الحساسة وكثافة الحبيبات وتمايل المسار او التشتت. ان الصفائح توضع الان سوية على هيئة اكوام او اكداس كي يمكن متابعة حادثة كاملة في ثلاثة ابعاد من البداية حتى النهاية موضحة جميع الدقائق المكونة. والشكلان (26 - 3) و (26 - 4) هما صور فوتوغرافية توضح مسارات الالكترونات والبروتونات كأمثلة على مسارات الدقائق النووية كما تستعمل في تحليل حادثات الاصطدام.



الشكل 26 - 2

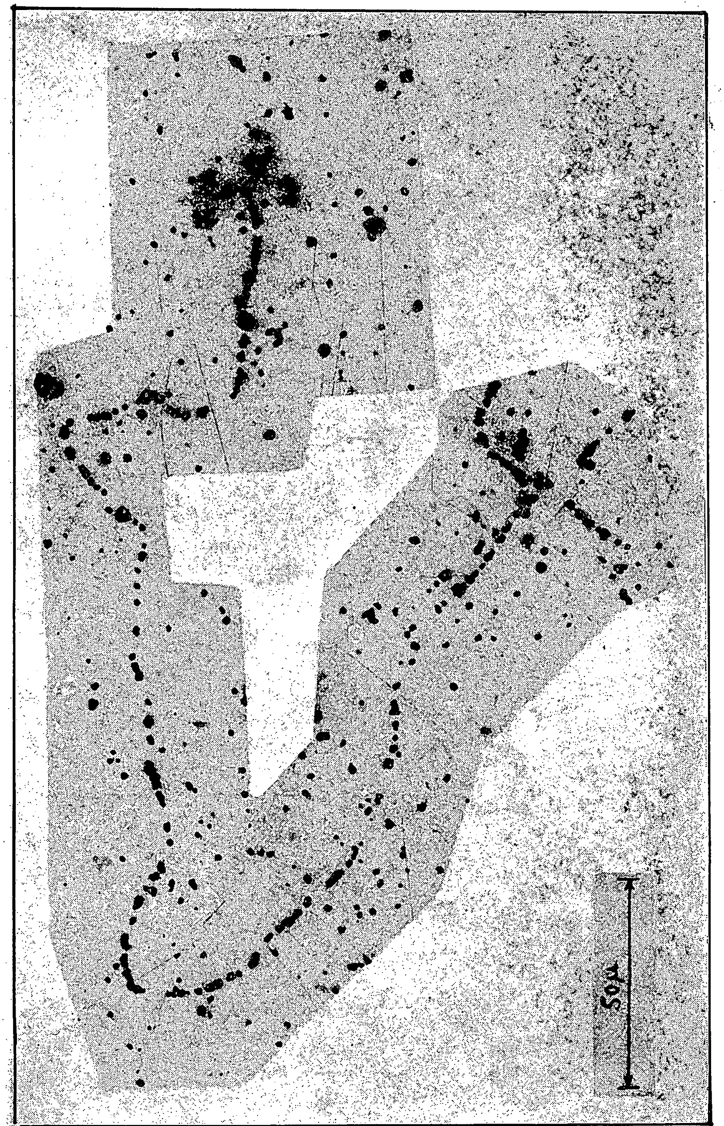
الملاحظة الاولى لانحلال π ميزون في مستحلب نووي - يدخل البايون من الزاوية اليسرى السفلى ويصل مداه في الاعلى. وينقذف ميزون - μ ثانوي نحو الخلف تقريباً على استقامة خط الاقتراب من البايون. لاحظ الزيادة في كثافة الحبيبات لهذه الجسيمات في نهاية مدياتها على التوالي (من باول، المصدر السابق).

26 - 2 البوزيترون: الدقائق وضديد الدقائق

حتى عام (1932) كانت الدقائق الاساسية الوحيدة المعروفة في الفيزياء هي البروتون والالكترون والفوتون. وفي تلك السنة اكتشفت دقيقتان اساسيتان جديدتان هما النيوترون والبوزيترون كما تمت مناقشتها سابقاً.

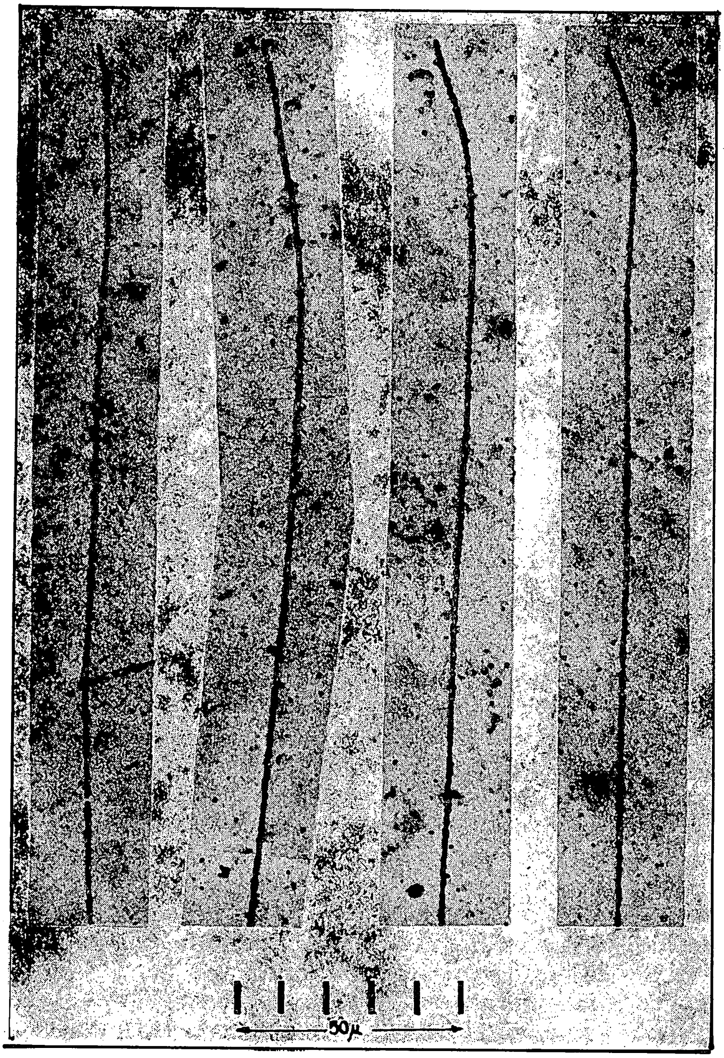
لقد تنبأ ديراك في سنة (1930) بوجود البوزيترون في نظريته النسبية للالكترون الحر. فقد كون ديراك معادلة الموجة النسبية للالكترون فاوضح ان الحلول تكون ممكنة لجميع القيم للطاقة الكلية E_t عندما تكون:

$$E_t \geqslant +mc^2 \text{ or } E_t \leqslant -mc^2$$



الشكل 26 - 3

مسارات الالكترون في مستحلب نووي (من باول، في المصدر السابق).



الشكل 26 - 4

مسارات البروتون في مستحلب نووي. (من باول، نفس المصدر).

حيث (m) هي الكتلة الحقيقة للالكترون المتحرك و (c) هي سرعة الضوء. ووفقاً لنظرية ديراك توجد هناك مجموعة من الحالات الالكترونية الموجبة الممكنة رياضياً بطاقات اكبر من mc^2 ومجموعة من حالات الطاقة السالبة الممكنة بطاقات اقل من ($-mc^2$) ايضا ان المعادلة الكاملة لهذه المسألة بالميكانيك الكمي هي خارج مجال هذا الكتاب لكن النقاش البسيط التالي قد يساعد القارىء.

فلألكترون متحرك بسرعة (v) وكتلة القصور الذاتي (m) فان الطاقة الكليـة E_t والزخم p يمكن كتابتها كما في $E_t = mc^2$ و $p = mv$ وباستعمال النظرية النسبية (كما في الملحق B) يمكن ان يتوضح ان: $E_t = \pm\sqrt{m_0{}^2c^4 + p^2c^2}$، حيث ($m_0$) هي كتلة سكون الالكترون. وهذا هو تعبير نسبي معروف جيداً للطاقة الكلية لدقيقة تتحرك بسرعة، ومنه نستنتج ان (E_t) يمكن ان تكون اما موجبة او سالبة لكل قيمة

فتعطى للزخم (p). وان الحالات الموجبة جميعها مقابلة لطاقات تمت مشاهدتها تجريبياً. لكن الحالات السالبة لاتمتلك معنى فيزيائياً بسيطاً يمكن ان تفسر رياضياً.

وبما ان الالكترونات في الحالة الموجبة سوف تعمل انتقالات مشعة الى الحالات السالبة، وبما ان هذا لم يلاحظ، فقد اقترح ديراك ان تكون جميع حالات الطاقة السالبة في الفراغ المطلق مشغولة تماماً بالالكترونات بينما تكون جميع الحالات الموجبة اعتيادياً فارغة. فالحالات السالبة لذلك هي مملوءة بصورة كاملة ولاتلاحظ حتى يحصل فراغاً في احدها بازالة احد الالكترونات الى حالة طاقة مشاهدة بالحالة الموجبة وذلك بالتفاعل الالكتروني مع المجال الكهرومغناطيسي. وهذا يترك ثقباً موجب الشحنة او فراغاً والتي تدرك كدقيقة بنفس كتلة الالكترون المرافق لها ولكن بشحنة وبرم متعاكسين (حفظ الزخم الزاوي). ان الطاقة المطلوبة لهذا الانتقال الى الاعلى ستكون $\geqslant 2m_0c^2$، وبما ان جسيمتين تخلقان فهذا يعني ان زوجاً بوزيتروني ـ الكتروني لايمكن ان يخلق من القذائف القاصفة او الفوتونات التي تكون طاقتها اقل من طاقة العتبة البالغة (1.02 MeV)، كما مبين في الشكل (26 - 5).

لقد ذكر اعلاه وصف مبسط لتكوين زوج بوزيتروني ـ الكتروني وفي الطيران الحر تبطأ معظم البوزيترونات الى طاقات واطئة قبل الفناء حيث يؤسر العديد من هذه البوزيترونات من قبل الالكترونات لتكون مايسمى «ذرات البوزيترونيوم». وذرة البوزيترونيوم هي عبارة عن زوج بوزيتروني ـ الكتروني قصير العمرفالتدويمان فيها يحتمل ان يكونا متوازيين ومتعاكسين بالاتجاه فتعطي حالة مفردة الترابط عمرها يبلغ حوالي (0.1 ns)، اومتوازيين بنفس الاتجاه فتعطي حالة ثلاثية تساهمية الترابط بعمر (0.1 μs) فالحالة الاولى تتحلل الى فوتوني كاما بينما الحالة الاخيرة تتحلل بانبعاث ثلاثة فوتونات كاما.

ان المعادلة النسبية للطاقة الكلية E_t تصح لجميع الدقائق الطليقة بتدوير $(1/2)\,(h/2\pi)$، بحيث تمتلك جميع مثل هذه الدقائق جسيمات مضادة لها. فعندما تلتقي الدقيقة بضديدها، تخلق طاقة عظيمة بفنائها المتقابل. وكما رأينا ان الزوج البوزيتروني ـ الالكتروني يتطلب حوالي 1 MeV لخلقها كي يمكننا ان نتوقع لخلق زوج بروتوني ـ ضديد البروتون ان نحتاج على الاقل طاقة 1836×1 MeV، اي طاقة تبلغ حوالي (2 GeV) بالنسبة الى مركز كتلة الزوج. وتظهر الحسابات ان الطاقة الحركية الابتدائية لبروتون قاصف في اصطدام بروتون ـ بروتون منتجة ضديد البروتون طبقاً للتفاعل النووي:

$$p^+ + p^+ \longrightarrow (p^+ + p^+) + (p^+ + \tilde{p}^+)$$

تساوي حوالي $(6m_pc^2 = 5{\cdot}6\ \text{GeV})$، حيث يعمل تخفيضاً لقوانين الحفظ والتأثيرات النسبية في هذه الطاقات العالية. لاحظ ان $(\tilde{p}^+)$ يكون سالباً.

لقد انتجت الضديدات البروتونية لاول مرة في بركلي ـ كاليفورنيا في (1955) باستعمال بروتونات طاقتها الحركية حوالي 6 GeV من البيفاترون على اهداف معدنية. ان نواتج الاصطدام قد تم تحليلها مغناطيسياً فوجدت الضديدات البروتونية. ويوضح الشكل (26 - 6) صورة فوتوغرافية لحجرة فقاعات امريكية لفناء بروتون وضديده. اما الشكل (26 - 7) فانه يوضح حادثة مشابهة في طبقة فلم حساسة نووية حيث تكون مختلف نواتج الاصطدام ممكنة. وهكذا فقد لوحظت عدة ازواج من$(p^+ ; \bar{p}^+)$من قصف هدف نحاسي ببروتونات طاقتها 6·2 GeV من البيفاترون.

ان السماح لحزمة مختارة من مثل هذه الضديدات البروتونية في الدخول للهيدروجين السائل، قد قدر

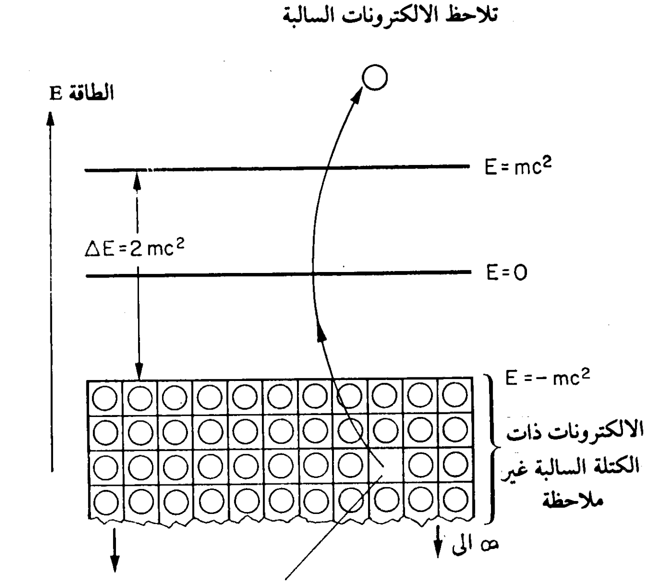
ان (0.3%) من الاصطدامات كانت تعود الى التفاعل النووي $\bar{p}^{+}+p^{+}\longrightarrow n^{0}+\bar{n}^{0}$. ان الضديد النيوتروني يفنى مع نيوترون، وان ومضة الطاقة الناتجة قد تم كشفها بعداد وميضي .

ان الادلة الايجابية على وجود ضديد النيوترون قد احرزت في عام 1958 فعندما وجهت حزمة من ضديد البروتونات في حجرة فقاعات مليئة بالبروبان. لم يكن هناك مسار مرئي في نقطة الحادثة $(\bar{p}^{+} + p^{+})$، ولكن بطريقة ما، تحللت منها ذرة كاربون مع تكوين نجمة رباعية الاطراف حيث ظهر ان المسار غير المرئي كان بسبب الضديد النيوتروني الذي فنى في النجمة.

يظهر الشكل (26 - 8) سوية مع التخطيط البياني حادثة مشابهة في الهيدروجين.

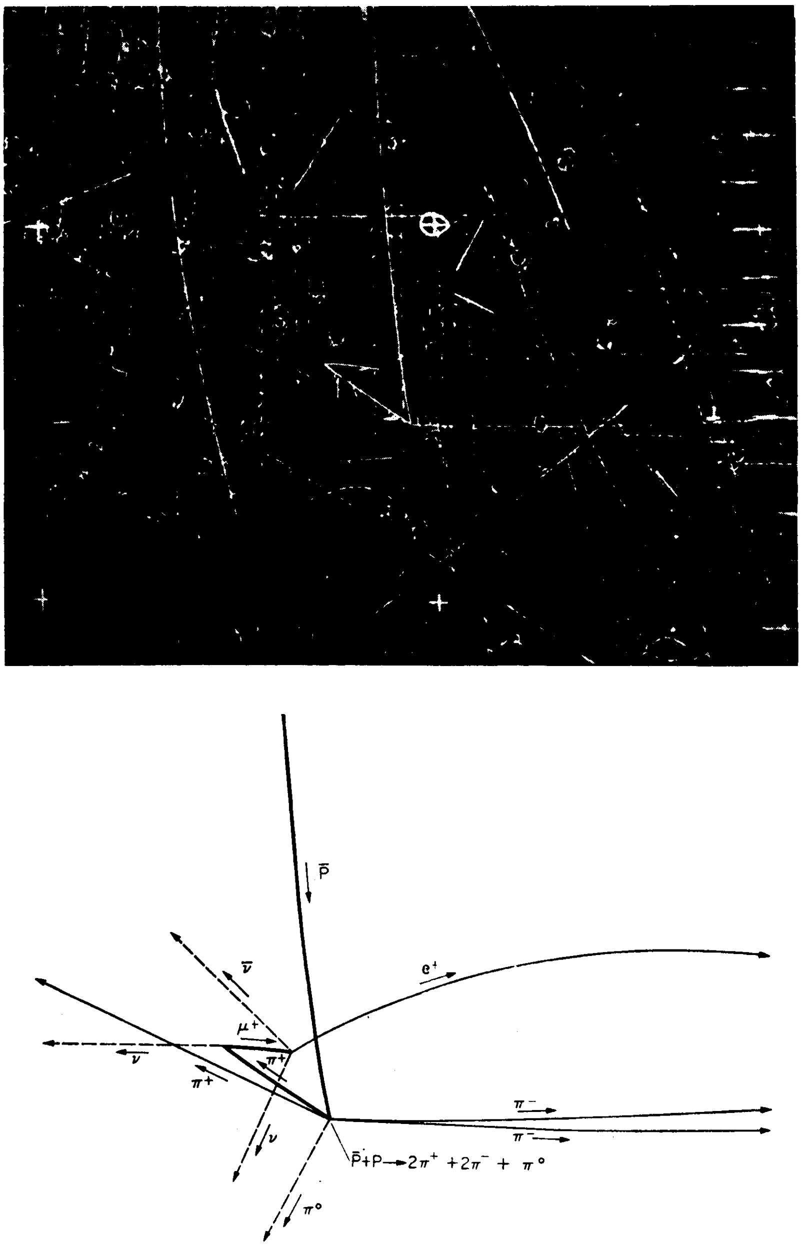
ان تحسس ضديد النيوترون كما هو واضح، صعب جداً، لانه يمكن ان يستنتج فقط من قراءة الطاقة في النقطة التي تفنى عندها كما مؤشرة بالسهم العريض في الشكل 26 - 8 .

تمتلك الدقائق ومضاداتها شحنات وتدويمات متعاكسة لكن لها نفس الكتلة وانها تتفاعل بشدة بأزواج حيث تخلق طاقة عظيمة من فناء مادة الدقيقة. ان وجود الضديد البروتوني والضديد النيوتروني اضافة الى البوزيترون يعطي تأييداً قوياً الى نظرية ديراك حول الدقائق الحرة.



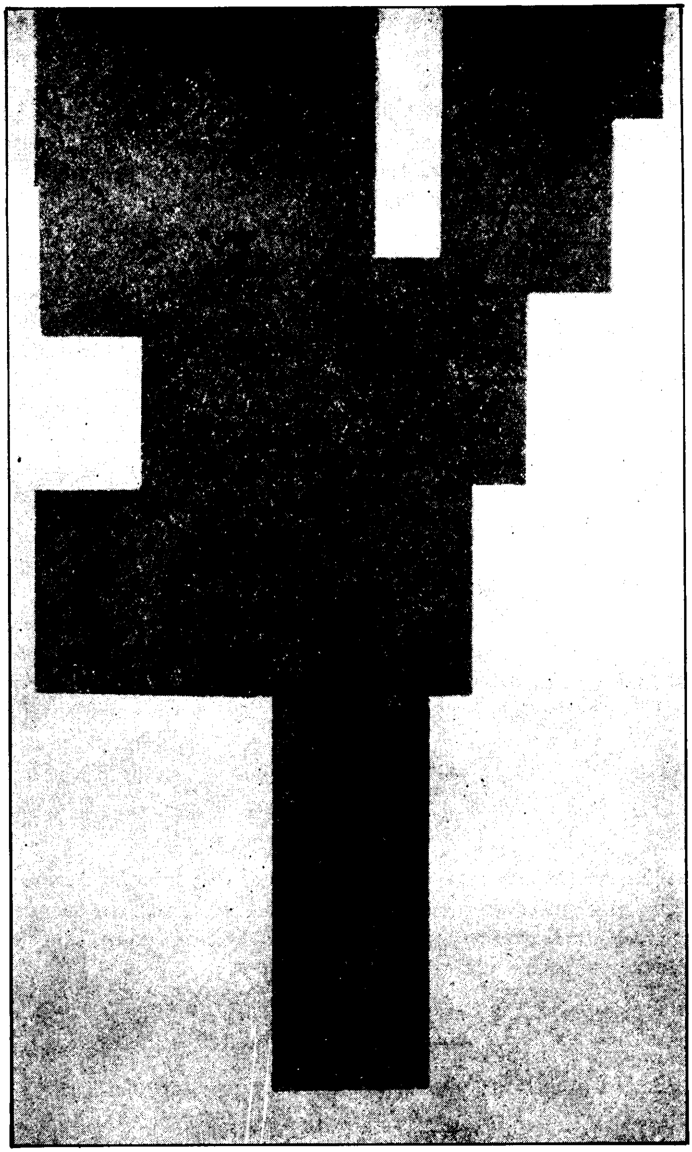
الشكل 26 - 5

خلق زوج البوزيترون ـ الكترون، حسب ديراك.



الشكل 26 - 6

فناء ضديد البروتون في غرفة الهيدروجين الفقاعية (من جاي اورير، اساسيات الفيـزياء، ويـلي، .1961 p.348).



الشكل 26 - 7

صورة مستحلب تبين فناء ضديد البروتون. يدخل ضديد االبروتون من الزاوية اليسرى العليا ويفنى في نهاية مداه. وتتوزع طاقة الفناء بعدئذ على الجسيمات المشحونة الثانوية حيث تظهر اربعة بايونات وبروتونين.(من باول، نفس المصدر السابق).

26 - 3 البايونات والميونات والكاونات

لقد ذكرنا سابقا ان ميزونات «باي» او «البايونات» التي تمتلك كتلة حوالي ($373\ m_e$) تخلق عندما تصطدم بروتونات الاشعة الكونية الاولية مع نوى الجو وتسبب انحلالات نووية عالية الطاقة. وتكون

البايونات مشعة وتمتلك عمراً قصيراً جداً(T) ويمكن ان توجد في كل الحالات الثلاث.

$$\pi^+, \text{ with } T=25 \text{ ns}$$
$$\pi^-, \text{ with } T=25 \text{ ns}$$
و
$$\pi^0, \text{ with } T=0{\cdot}1 \text{ fs.}$$

وهذه الاعمار التي تشير الى الميزونات في حالة السكون فقط، وهي قصيرة جداً، بحيث ان جزءاً من بايونات الاشعة الكونية فقط يمكنها الوصول الى مستوى البحر. حيث توهن في الجو بسبب التفاعلات النووية الشديدة فتتحلل البايونات المشحونة الى ميونات ونيوترينوات كما يلي:

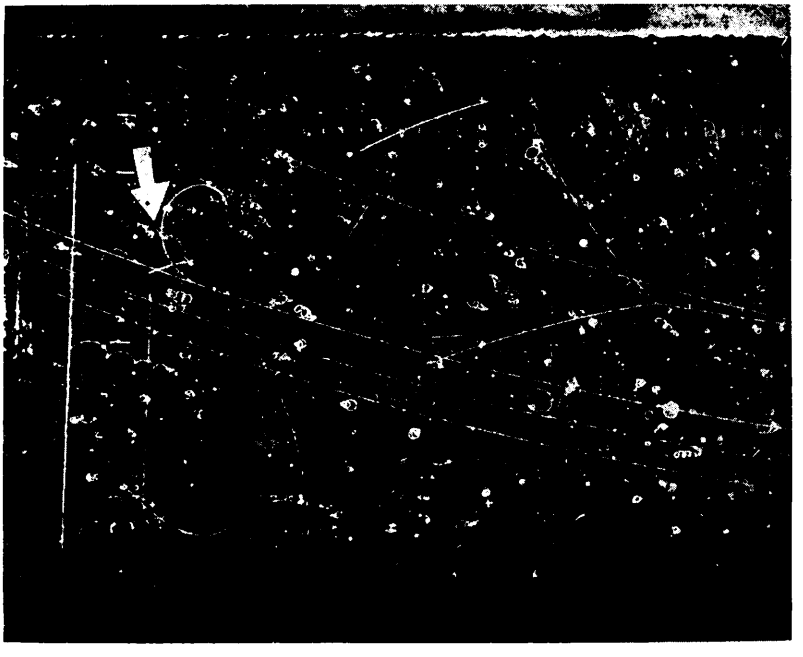
$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu + 33 \text{ MeV}$$
$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \tilde{\nu} + 33 \text{ MeV.}$$

والميونات المشحونة تكون غير مستقرة ايضا، فتبعث الكترونات:

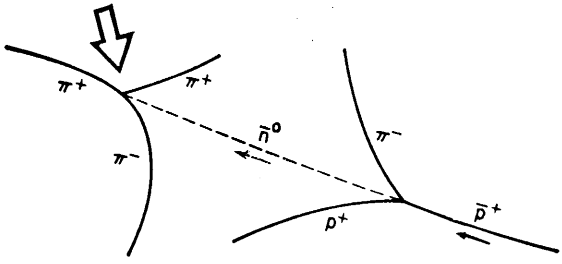
$$\mu^\pm \longrightarrow e^\pm + 2\nu + 105 \text{ MeV.}$$

ان التحلل المشع لميزونات «ميو» يمكن متابعته في صفائح طبقة الفلم الحساسة النووية والشكل (26 - 9) يوضح عدة امثلة لمخطط التحلل:

$$\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$$



الشكل 26 - 8 صورة حجرة ـ الفقاعة للتفاعل- $p^+ + p^+ \rightarrow \bar{n}^0 + p^+ + \pi^-$. بعدئذ يفنى ضديد النيوترون مكونا ثلاثة بايونات مشحونة عند السهم. (من سي. كي. هينرجز، بي، جي ـ موير، جي. اي. بيورير وبي. ام. اوكدن، نشرة الفيزياء 617,127 (1962) بسماح من مختبر لورنس للاشعاع، بركلي، كاليفورنيا).





الشكل 26 - 9

مخطط الانحلال e ← μ ← π في مستحلب نووي. (من باول، نفس المصدر السابق).

ان التفاعلات المذكورة اعلاه لها اهمية عظيمة. وبما ان الميون يتحلل من السكون، فان حفظ الزخم الخطي يتطلب قذف دقيقتين. ان الدقيقة الوحيدة التي تمت ملاحظتها هي الالكترون مع طيفها الطاقي المستمر. وبما ان الشحنة محفوظة، فان المرء يتوقع ان تكون الدقيقة الثانية نيوترينو.

على كل حال وبما ان تدويم الميون هو (2 / 1) ومجموع تدويمات الالكترون والنيوترينو يمكن ان يكون (0) او (1) فقط، لكن لايكون (2 / 1) ابدا. وان حفظ الزخم الزاوي يتطلب دقيقة اخرى بتدويم معاكس لان تقذف آنياً. ويجب ان تكون هذه ضديد النيوترينو، لذلك يجب ان تكتب معادلة تحلل الميون:

$$\mu^{\pm} \longrightarrow e^{\pm} + \underbrace{\nu + \tilde{\nu}} + 105 \text{ MeV}.$$

وتدويماتها

$$\tfrac{1}{2} \longrightarrow \tfrac{1}{2} \;+\; 0$$

وهذا يثير صعوبة اخرى، فاذا النيوترينو وضديده تبعثان آنياً، فان المرء سوف يتوقع انها تفنى احياناً في تحليقها لتنتج اشعتي كاما بـ:

$$\nu + \tilde{\nu} \longrightarrow 2\gamma,$$

وهذه الحادثة ستكون ممكنة التمييز بمسارات اشعة كاما. وهذا لم يحصل بصورة ايجابية ابدا، وهكذا فاننا نستنتج ان ν و $\tilde{\nu}$ هي ليست دقائق مضادة لبعضها، ولما انها يجب ان تكون نيوترينوات، فانها يمكن ان تكون نيوترينوات من انواع مختلفة فقط. ولذلك يفترض وجود نوعين من النيوترينوات:

(أ) تلك المصاحبة للالكترونات والبوزيترونات التي دعيناها سابقاً ببساطة نيوترينوات (ν) و ($\tilde{\nu}$) ولكننا نكتبها الان (ν_e) و ($\tilde{\nu}_e$). و

(ب) تلك المصاحبة لانحلال الميون التي نكتبها الان (ν_μ) و ($\tilde{\nu}_\mu$) ان معادلة تحلل الميون يجب ان تكتب الان:

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu + 105 \text{ MeV}$$

و

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu + 105 \text{ MeV}.$$

ان اشعة كاما من الفناء لاتنتج لان:

$$\nu_e \neq \nu_\mu \text{ and } \tilde{\nu}_e \neq \tilde{\nu}_\mu.$$

ولذلك تعاد كتابة معادلات التحلل التي ناقشناها سابقاً كما يلي:

$$\text{n}^0 \longrightarrow \text{p}^+ + e^- + \tilde{\nu}_e \quad \text{[انحلال حر]}$$
$$\text{p}^+ \longrightarrow \text{n}^0 + e^+ + \nu_e \quad \text{[داخل النواة]}$$
$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$
$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$$
$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$$
$$\mu^- \longrightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu.$$

ان الميون نفسه (اي μ^- وليس ضديد الميون μ^+) هو دقيقة مشوقة من جميع النواحي إذ انها تتصرف مثل الكترون ثقيل جداً، وان معظم مخططات انحلال الالكترون لها مايقابلها من مخططات انحلال الميون. كما سنرى فيما بعد ان الميونات السالبة يمكن ان تحتل مكان الالكترونات في مدارات ذرة بور لتكون ذرات ميزونية او ميونية. هكذا، بغض النظر عن كتلته الاضافية فالميون يتصرف بالضبط مثل الالكترون وسبب هذا لايزال غامضاً. اما البايونات المتعادلة فتعطي اشعة كاما ذات طاقة عالية كما في المعادلة:

$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma + 133$ MeV وهذه هي آلية انتاج رشات الكترونية من الاشعة الكونية بالقصف الفوتوني كما تم مناقشتها في الفصل (25).

فالبايونات السالبة تتفاعل بشدة مع النوى (مثل N,C او O في مستحلب الفلم الحساس النووي) فتعطي نماذج نجمية الخصائص، انظر الشكل (26 - 10). ان التفاعل الاساسي في النواة هو: $\pi^- + p^+ \rightarrow n^0 + Q$ حيث ان الطاقة Q هي كبيرة جداً وتسبب النجمة. وان هذا التفاعل الشديد مع النويات هو الذي يجهز القوى الترابطية النووية، بينما يكون تفاعل الميونات مع النويات ضعيفاً جداً بحيث انها يمكن ان تجد طريقها الى الاسفل بسرعة الى مستوى البحر في حادثة تفجر شعاع كوني. وتلاحظ هناك مكونات نفاذة للاشعة الكونية الثانوية، وتفاعلها الضعيف مع البروتونات:

هو: $$\mu^- + p^+ \rightarrow n^0 + \nu_\mu.$$

ويمكن ان تنتج جميع انواع البايونات الثلاثة اصطناعياً بقذف البروتونات او الفوتونات العالية الطاقة على اهداف معينة ومن ثم تحصل الميونات من انحلال البايونات اثناء تحليقها.

وقد تمت ملاحظة عدة دقائق غير مستقرة اخرى في دراسات الاشعة الكونية وتم تحقيقها في تجارب المعجل فيما بعد. والامثلة على ذلك هي ميزونات كاي (الكتلة $\sim 970\ m_e$)، والهايبيرونات التي تمتلك كتلاً اكبر من تلك للنوية. فميزونات «كاي» او (الكاونات) قد اكتشفت لاول مرة في تجارب الاشعة الكونية على ارتفاعات عالية باستخدام طبقات الفلم الحساسة ولكنها الان تجهز مباشرة من المعجلات. وتوجد الكاونات بالشكل K^+، وضديدها K^- وايضا بالشكل K° وضديدهما $\bar{K}^\circ$. اما كتلتها فمختلفة قليلاً كما موضحة في الجدول (26 - 1). وانها مشابهة للبايونات لكنها تمتلك عدداً اكثر من امكانيات التحلل. وان انماط التحلل الشائعة هي:

$$K^\pm \longrightarrow \pi^\pm + \pi^0$$
$$K^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$
$$K^+ \longrightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \text{ with } T = 12{\cdot}4 \text{ ns.}$$

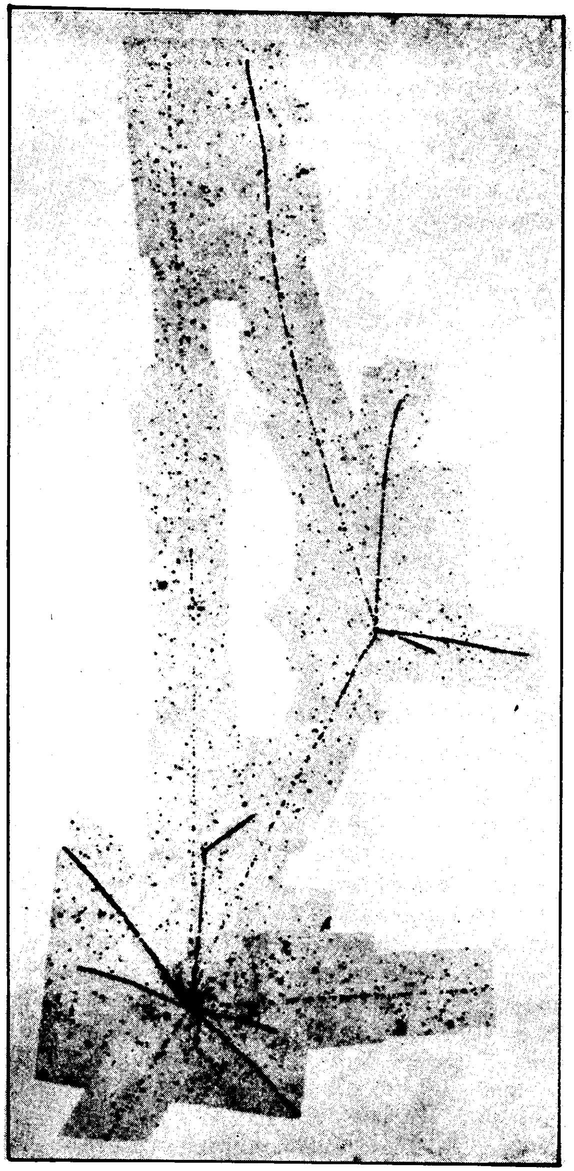
فميزونات (K^+) و (K^-) لها كتل حوالي ($996\ m_e$) بينما ميزونات (K°) لها كتل ($975 m_e$) وتتحلل بـ:

$$K^0 \longrightarrow \pi^+ + \pi^-.$$

حيث تمتلك جميع الكاونات والبايونات تدويماً قيمته صفر.

26 - 4 الهايبيرونات

الهايبيرونات هي دقائق غير مستقرة تمتلك كتلاً اكبر من كتلة النوية، وقد اكتشفت لاول مرة في



الشكل 26 - 10 خلق ميرون n في مستحلب نووي. فالبايون يخلق في الانحلال الاسفل ويستمر الى الاعلى حيث يصل نهاية مداه ويؤسر في عنصر خفيف مسبباً بذلك انحلالاً ثانياً..
(من باول: المصدر السابق

الاشعة الكونية من قبل روشستر وبتلر في (1947). وتمتلك اعماراً من الرتبة (0.1nS). وان ثلاثة مجاميع منها الان معروفة هي :
دقائق Λ° (لامبدا)، شحنة صفر فقط،
دقائق Σ (سيكما)، بشحنات +، 0، −،
ودقائق ε (كساي)، بشحنات 0، − فقط

فالدقائق Λ^0 سميت كذلك من مساراتها التي تشبه شوكة الطعام المنتجة من الدقائق المشحونة الثانوية (كما في الشكل 26 - 11). وان بعض انماط التحلل الممكنة هي :

$$\Lambda^0 \longrightarrow p^+ + \pi^- \qquad \Sigma^+ \longrightarrow p^+ + \pi^0$$
$$\Lambda^0 \longrightarrow n^0 + \pi^0 \qquad \Xi^- \longrightarrow \Lambda^0 + \pi^-$$
$$\Sigma^- \longrightarrow n^0 + \pi^- \qquad \Sigma^+ \longrightarrow n^0 + \pi^+.$$
$$\Sigma^0 \longrightarrow \Lambda^0 + \gamma$$

وتنتج الهايبيرونات في المختبر من تفاعلات البايون او الكاوون مع البروتونات. ان الطاقات اكبر من 1 GeV تكون مطلوبة لهذه التفاعلات. والتفاعلات النموذجية هي :

$$\pi^- + p^+ \longrightarrow \Lambda^0 + K^0,$$
$$\pi^- + p^+ \longrightarrow \Sigma^- + K^+,$$
$$K^- + p^+ \longrightarrow \Xi^0 + K^0$$
$$K^- + p^+ \longrightarrow \Sigma^+ + \pi^-$$
$$K^- + p^+ \longrightarrow \Xi^- + K^+.$$

وتمتلك جميع الهايبيرونات تدويماً $\frac{1}{2}\hbar = \frac{1}{2}h/2\pi$

26 - 5 تصنيف الدقائق الاساسية

تصنف الدقائق الاساسية في مجاميع وفقاً لخواصها الكتلية والتدويمية، وهذه هي مشيرة الى كتلتها :

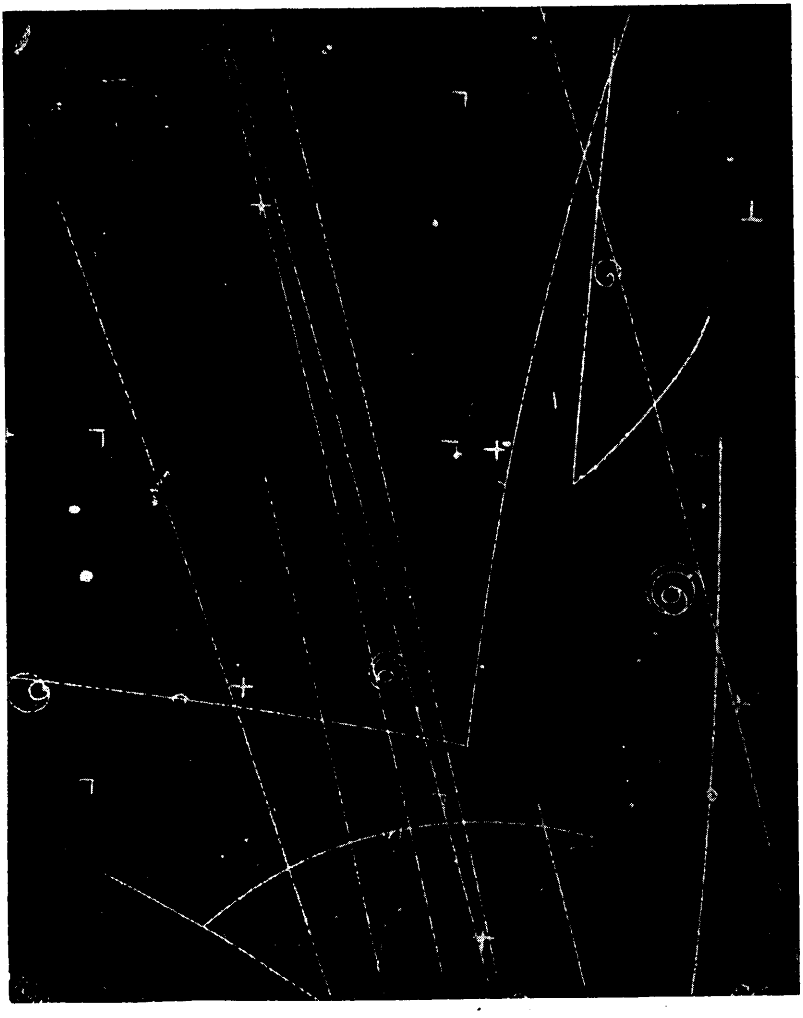
(i) الفوتون كتلته السكونية صفر وتدويمه 1 وهو بوزون عديم الكتلة.

(ii) اللبتونات او الدقائق الخفيفة وهذه هي الالكترونات والميونات و النيوترونات وضديداتها وجميعها تمتلك كتلاً اقل من البايونات وبتدويم (2 / 1) لاسباب مرتبطة بالميكانيك الاحصائي فانها تسمى فيرميونات ايضا حيث تتفاعل اللبتونات بصورة ضعيفة مع الدقائق الاخرى.

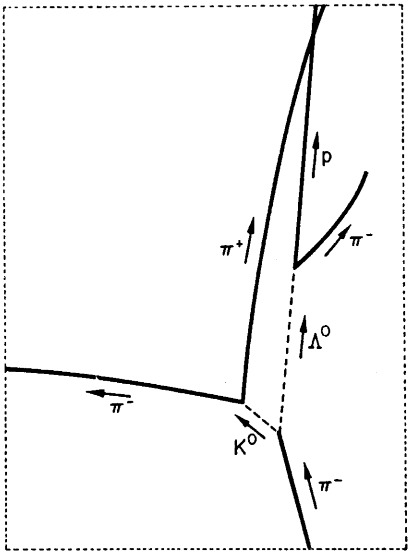
(iii) الميزونات او الدقائق المتوسطة، تسمى كذلك لان كتلها بين تلك الكتل للميونات والنويات. وانها البايونات والكاوونات وتمتلك تدويماً صفر او عدد صحيح.

(iv) الباريونات: وهذه هي الدقائق الثقيلة وكتلتها تساوي كتلة النوية فما فوق. والهايبيرونات لها كتل اكبر من النويات والباريونات لذلك هي النويات والهايبيرونات. وان جميع الباريونات تمتلك تدويمات نصف الاعداد الصحيحة والميزونات والباريونات هي دقائق تتفاعل بشدة وبصورة مجتمعة تسمى هادرونات.

وهناك مفهوم مهم في جميع التفاعلات النووية هي حفظ الزخم الزاوي التدويمي، ومن دراسة هذا بتطبيقه على حادثات منفردة حيث سيكون ممكناً ان ننسب عدداً كمياً لكل دقيقة بدلالة الوحدة $(\hbar = h / 2\pi)$. فالباريونات واللبتونات بتدويمات نصف عدد صحيح تسمى فيرميونات، بينما الميزونات بتدويمات صفراً او عدد صحيح تسمى بوزونات. وهكذا فالميون او (ميزون «ميو») هو بالحقيقة لبتون، بتدويم (2 / 1) ولذلك فهو فيرميون، بينما الفوتون هو بوزون اساسي بتدويم (1). واستناداً الى هذه التعاريف فانه بالامكان ان نصنف حوالي (32) من الدقائق الاساسية وفقاً للجدول (26 - 1). وهذا الجدول يوضح بعض الدقائق مع ضديداتها التي تميز بخط فوق الرمز. وهذا الجدول ينسخ بتخطيط بياني في الشكل (26 - 12)، فيما عدا نيوترينوات الميون فانها قد تحذف.



الشكل 26 - 11(a) انحلال جسيمتين اساسيتين بطريقة التفاعل الضعيف موضحة اعلاه في صورة الحجرة الفقاعية عملها لويس. ديليو. الفاريز وزملاؤه في جامعة كاليفورنيا. يمثل الشكل 26 - 12(b) مخططاً للاحداث المصورة اعلاه. يدخل باي ميزون(π^-)ذو الطاقة العالية الناتج من بيفاترون بركلي من جهة اليمين السفلى. ويصطدم ببروتون داخل الهيدروجين السائل في الحجرة الفقاعية معطياً جسيمة K. ميزون(K^0)المتعادلة وجسيمة لامدا (Λ^0). ولكونهما متعادلتين، لم يظهر اثرهما. تتحلل جسيمة K ـ ميزون المتعادلة الى باي ـ ميزون السالبة وباي ـ ميزون الموجبة؛ وجسيمة لامدا الى بروتون (p) وباي ـ ميزون سالبة. (مأخوذة من المجلة العلمية الامريكية، اذار 1959،) «التفاعلات الضعيفة، من قبل اس ـ بي ـ تريمان».



الشكل 26 - 11(b) تفسير للشكل 26 - 11(a)

26 - 6 الذرات الميزونية : الذرة ميونيوم

لقد رأينا ان البايون يمكن اعتباره كفوتون نووي لحسابات التركيب النووي. وبالمثل يمكن اعتبار الكاوونات كفوتونات مصحوبة بقوى ذات مدى اقصر من البايونات. وهذه الفكرة تقود الى المفهوم القائل ان البروتون كدقيقة لها قلب صلب وغير معروف محاط بغيوم الكاوونات والبايونات كما موضحة تخطيطاً في الشكل (26 - 13).

الجدول 26 - 1

طيف الكتلة ـ البرم للجسيمات وضديدات الجسيمات المستقرة وشبه المستقرة

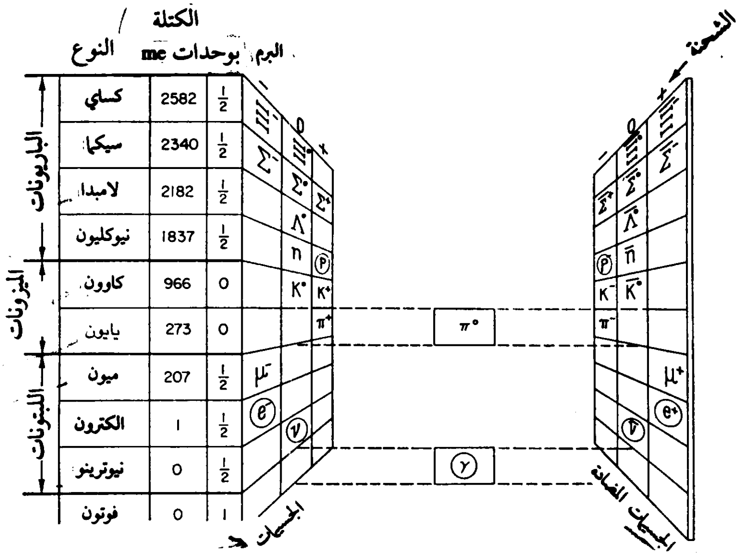
تمثيل ضديدات الجسيمات بالرموز $\bar{x} \equiv \bar{x}^+$ و x^-

بعض مخططات الانحلال الممكنة	متوسط العمر	الفيرميون: الباريونات	الفيرميون: اللبتونات	البوزونات	البرم $\hbar$	كتلة الاستقرار	
مستقر				الفوتون γ	1	0	اللبتونات
مستقر			Neutrino $\nu_e : \bar{\nu}_e$, $\nu_\mu : \bar{\nu}_\mu$		½	0	اللبتونات
مستقر			Electron $e^- : \overline{e^-}$		½	1	اللبتونات
$\mu^\pm \to e^\pm + \nu + \bar{\nu} + 105$ MeV	2·2 μs		الميون $\mu^- : \overline{\mu^-}$		½	207	اللبتونات
$\pi^0 \to 2\gamma + 133$ MeV	0·22 fs			Pion π^0	0	264	الهادرونات – الميزونات
$\pi^\pm \to \mu^\pm + \nu + 33$ MeV	25 ns			Pion $\pi^+ : \pi^-$	0	273	الهادرونات – الميزونات
$K^+ \to \mu^+ + \nu$	10 ns			Kaon $K^+ : \overline{K^+}$	0	966	الهادرونات – الميزونات
$K^0 \to \pi^+ + \pi^-$	10 ns			Kaon $K^0 : \overline{K^0}$	0	975	الهادرونات – الميزونات
Stable		البروتون $p^+ : \overline{p^+}$			½	1836	الهادرونات – الباريونات – النيوكليونات
$n^0 \to p^+ + e^- + \nu$	1013 s	النيوترون $n^0 : \overline{n^0}$			½	1838	الهادرونات – الباريونات – النيوكليونات
$\Lambda^0 \to p^+ + \pi^- + 37$ MeV	0·27 ns	$\Lambda^0 : \overline{\Lambda^0}$			½	2182	الهادرونات – الباريونات – الهايبرونات
$\Sigma^- \to n^0 + \pi^- + 118$ MeV	0·16 ns	Sigma $\Sigma^- : \overline{\Sigma^-}$					الهادرونات – الباريونات – الهايبرونات
$\Sigma^0 \to \Lambda^0 + \gamma + 80$ MeV	0·1 fs	Sigma $\Sigma^0 : \overline{\Sigma^0}$			½	2340	الهادرونات – الباريونات – الهايبرونات
$\Sigma^+ \to p^+ + \pi^0 + 116$ MeV	80 ps	Sigma $\Sigma^+ : \overline{\Sigma^+}$					الهادرونات – الباريونات – الهايبرونات
$\Xi^- \to \Lambda^0 + \pi^- + 66$ MeV	0·1 ns	Xi $\Xi^- : \overline{\Xi^-}$			½	2582	الهادرونات – الباريونات – الهايبرونات
$\Xi^0 \to \Lambda^0 + \pi^0 + 70$ MeV	0·1 ns	Xi $\Xi^0 : \overline{\Xi^0}$					الهادرونات – الباريونات – الهايبرونات

هذه الغيوم الميزونية تحول الى دقائق حقيقية، فعندما يضرب البروتون بدقيقة ذات طاقة عالية تكفي لدفع الغيمة الميزونية بقوة وتسبب اعادة ترتيب المتبقي. وهذا يتطلب غالباً اصطدامات باريونية او ميزونية لان هذه الدقائق تتفاعل بشدة داخل المدى لقوى الكاوون والبايون بينما تمتلك اللبتونات تفاعلاً ضعيفاً فقط.

ان تفاعل الميونات السالبة مع المادة ينشأ من اعمارها الطويلة نسبياً (1μs). فخلال هـذا الوقت تبطىء الميونات بسرعة الى السكون وتكون قادرة على احتلال مكان الالكترونات المدارية لكي تنتج ذرات متعادلة كهربائياً بمدارات (μ^-). وهذه هي الذرات الميزونية، وبما ان $m_\mu >> m_e$ فان المدار الميزوني يمتلك نصف قطر صغير جداً مقارنة مع المدار الالكتروني كما يمكن ملاحظته من المعادلة لنصف قطر ذرة بور الاول:

$$r = \frac{n^2 h^2 4\pi \epsilon_0}{4\pi^2 m e^2}$$



الشكل 26 - 12

الجسيمات وضديداتها (من قبل اورير، الفيزياء الاساسية، ويلي، 1961).

لم تظهر نيوترينوات الميون.

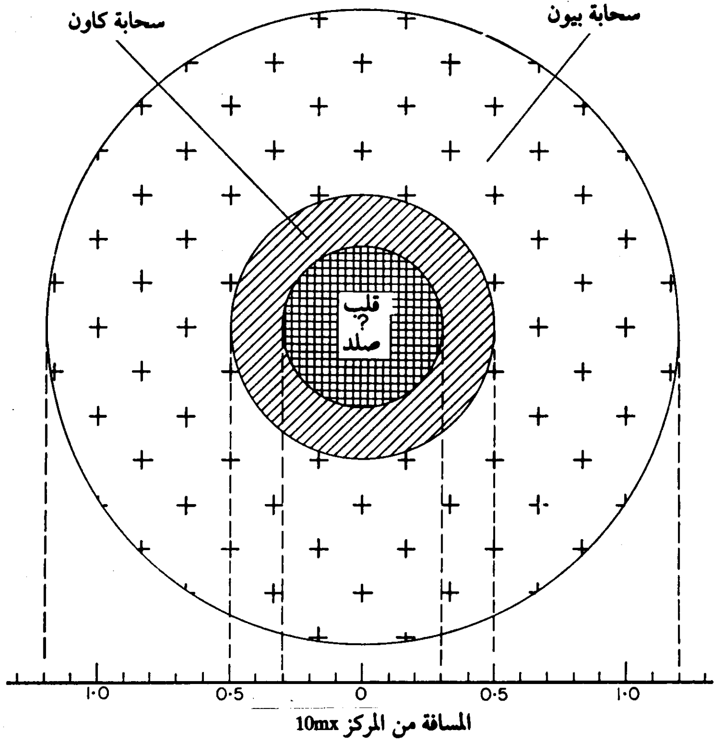
وهذا المدار الميزوني يكون قريباً من النواة التي تكون في اوطأ حالاتها، ومن المحتمل انها تصرف مايقارب (50%) من وقتها داخل النواة. ولذلك فهذا مدار نفاذ، يمكن ان يعطي معلومات عن توزيع الشحنة النووية. فمثلا من الممكن ان نستنتج حجم النواة من الانتقالات الميزونية المقابلة للانتقالات الالكترونية، حيث يعطي الحجم بالمعادلة ($R = 1.2\ A^{1/3}$) بوحدات فيرمي، وهو اقل بقليل من حجم النيوترون.

ان المجال الكهربائي حول نواة ذرة ميزونية يكون متقلصاً جداً بحيث يمكن ان يخترق بسهولة فائقة مجال ذرة الهيدروجين ليكون جزيئة ميزونية. كما هو موصوف في الشكل (26 - 14) الذي يمثل صورة فوتوغرافية امريكية من حجرة فقاعات الهيدروجين ـ ديوترون موضحة التكوين المحتمل لجزيئة هيدروجين ميزونية HD. فالميزون (μ^-) يؤسر في مدار الكتروني اعلى في الجزيئة HD التي تصبح من ثم ايون جزيئي يتكون من ($p + d + \mu^-$) التي يكون فيها μ^- في المدار.

ففي هذه الحالة تمسك الدقيقتان (p) و (d) سوية لأقرب مسافة بواسطة المدار الميزون الصغير نسبياً

حيث تتغلب بالاخير على تنافرها الكولومي لتكون ^{3}He بالمعادلة:

$$ {}_{1}^{1}H + {}_{1}^{2}H \longrightarrow {}_{2}^{3}He + \gamma + 5{\cdot}49\ MeV $$



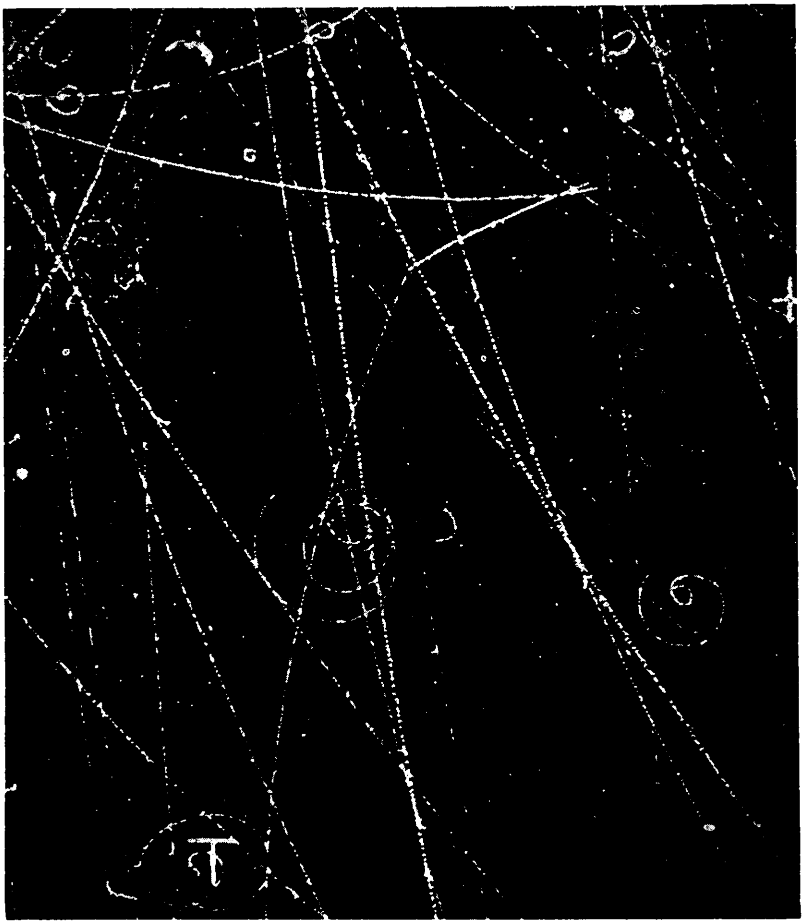
الشكل 26 - 13 التركيب الممكن لنوية

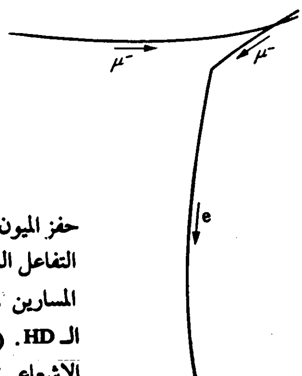
فالتفاعل يمكن فقط ان يشرح باستعمال الميكانيك الكمي لان حاجز الجهد الكولومي كلاسيكياً يكون عالياً جداً بالنسبة للتفاعل لان يبدأ من دقائق ساكنة. وبصورة عامة يمكن ان يكتب التفاعل:

$$ (p + d + \mu^{-}) \rightarrow {}_{2}^{3}He + \mu^{-} + \gamma + 5{\cdot}49\ MeV $$

فالميون في هذا التفاعل لم يتغير، وقد يأخذ كل الطاقة (5.49 MeV) ولذلك فدوره في التفاعل هو عامل مساعد. وان اي ميون معين يمكن ان يكرر هذا التفاعل ليعطي تفاعلاً متسلسلاً بعامل مساعد. وهذا يمتلك فقط طولاً محدداً جزئياً بسبب الفقدان في الطاقة لاشعاع كاما، ولكن عموماً بسبب تحلل الميون.

يشير الوصف اعلاه الى الميونات الموجودة في مدار. فماذا بصدد الصورة المعاكسة، اي الحالة التي يعمل فيها الميون كنواة لالكترون؟ فالميون سيكون μ^{+}، طبعاً، وسوف يدور الالكترون حوله وهذه الذرة، «الذرة ميونيوم» قد وجدت فعلاً.





الشكل 26 - 14

حفز الميون ـ µ للتفاعلات النووية. تمتص ميزون ـ µ من قبل الهيدروجين وفي التفاعل اللاحق بين البروتون والديوترون تحمل كل الطاقة. لاحظ الفجوة بين المسارين الميزوني ـ µ ولكن عندما يكون في المدار الميزوني الجزيئي في جزيئة الـ HD. (بسماح من البروفسور لويس ـ ديليو ـ الفاريز ومختبر لورنس الاشعاعي).

فالميونيوم هي ذرة اخف من ذرة الهيدروجين، وان الدقيقتين لاتفنيان، لان (e^-) و (μ^+) ليست دقائق مضادة الواحدة للاخرى، وعلى كل حال، فذرة الميونيوم غير مستقرة ولها نفس عمر الميون، يعني (2.2µs) وهذه هي اخف ذرة نعرفها (ان ذرة البوزيترونيوم لاتمتلك قلباً مركزياً). لقد كان الاعتقاد سائداً ان دراسة ذرة الميونيوم سوف تقود الى فهم اضافي لمسألة الميون ـ الكترون.

مسائل

(المسائل المؤشرة بنجمة قد تم حلها بصورة كاملة في نهاية الفصل)

*26 - 1 عند تحلل الميون $\mu^- \to \beta^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$ ينبثق الالكترون بطاقة نسبية فلماذا ينبعث نيوترينوين؟ احسب الطاقة القصوى المتوفرة للعملية ومعدل طاقة الالكترون؟

الجواب: (105 MeV, 35 MeV)

26 - 2 عندما يتوقف ضديد بروتون طاقته 72 MeV في طبقة فلم حساس نووية فانه يفنى ببروتون لتكون زوجين من البايونات الموجبة والسالبة وبايون متعادل (لاحظ الشكل 26 - 6). احسب معدل الطاقة الحركية لكل بايون بفرض ان جميعها تمتلك نفس الطاقة. فما هي الفرضيات الرئيسية التي تفترض في هذا النوع من الحساب؟ الجواب: (250 MeV)

26 - 3 في المسألة (2)، يمكن افتراض ان جميع البايونات تتحلل بدون تفاعل بروتوني مع نوى اخرى. استعمل الجدول (26 - 1) لايجاد كم الكترون وبوزيترون ونيوترينو وضديد النيوترينو وفوتونات γ يحتمل خلقها. الجواب: $(2\beta^-, 2\beta^+, 4\nu, 2\bar{\nu}, 2\gamma)$

26 - 4 ما الدقيقة المضادة للفوتون؟ لماذا؟

26- 5 ان العمر المشاهد للبايون هو (75 ns) كما تم قياسه في المختبر. اوجد السرعة والكتلة والطاقة الحركية والزخم للبايون المتحرك.

الجواب:
$$\left(\beta = 0{\cdot}94c,\ m = 810\ m_e,\ E = 270\ \text{MeV},\ p = \frac{270}{c}\ \frac{\text{MeV}}{c}\right)$$

*26 - 6 احسب طاقة النيوترون الناتج عندما يؤسر بايون سالب بطيء من قبل بروتون. هل يجب ان يعامل النيوترون نسبياً؟

الجواب: (~9.0 MeV)

26 - 7 افرض ان الذرة يمكن ان تحول الى ذرة ميزونية مع ميزون (μ^-) في مدار بور الدائري الاول، n = 1، اوجد في اية قيمة (Z) سوف يخترق المدار الميزوني النواة بفارق بسيط (Z = 45). بأخذ هذه القيمة الخاصة (Z) احسب قيمة n للمدار الميزوني الذي يكون داخل القشرة الالكترونية K تماماً.

الجواب: (n = 15)

*26 - 8 اذا يتحلل البايون من حالة السكون ليعطي ميون طاقته (4.05 MeV) فما هي الطاقة الحركية للنيوترينو المرافق؟ وما هي كتلة النيوترينو في هذه العملية؟

الجواب: ($30.1\text{MeV}, 59\ m_e$)

حلول لمسائل

26 - 1 بـاخـذ ($M\mu = 207m_e$) والـطاقـة الكليـة المتـوفـرة من التفـاعـل هي ($206m_e$) التي هي:

$$206 \times 0.51MeV = 105MeV$$

فاذا قسمت هذه الطاقة بالتساوي بين ثلاث دقائق، فان معدل طاقة الالكترون هي 35 MeV.

26 - 6 من المعادلة:

$$\pi^- + p^+ \rightarrow n^0 + (h\nu) + Q$$

ويوضع الكتل بوحدات MeV يكون لدينا:

$$M_\pi = 273\ m_e = 273 \times 0{\cdot}51 = 139\ \text{MeV}$$
$$139 + 938 = 939 + (h\nu) + Q$$
$$Q = 138\ \text{MeV} = E_\gamma + E_n$$

الحالة (أ) لنيوترون غير نسبي، لدينا، من السكون:

$$m_n\, v_n = \frac{E_\gamma}{c} \quad \text{(حفظ الزخم)}$$

$$\frac{E_n}{E_\gamma} = \frac{1}{2}\ \frac{m_n v_n^2}{c m_n v_n} = \frac{1}{2}\ \frac{v_n}{c} = \frac{1}{2}\ \frac{E_\gamma}{m_n c^2} = \frac{E_\gamma}{1878}$$

$$\frac{E_n}{E\ + E_n} = \frac{E_\gamma}{1878 + E_\gamma} \quad \therefore \frac{E_n}{138} = \frac{E_\gamma}{1878 + E_\gamma}$$

$$\text{and}\ \frac{E_n}{138} = \frac{138 - E_n}{1878 + 138 - E_n} = \frac{138 - E_n}{2016 - E_n}$$

$$\therefore\ 2016\ E_n - E_n^2 = 138^2 - 138\ E_n$$

$$E_n^2 - 2154 E_n + 138^2 = 0$$

$$E_n = \frac{2154 \pm \sqrt{2154^2 - 4 \times 138^2}}{2} = \frac{2154 \pm 2136}{2}$$

$$\therefore\ \underline{E_n = 9\ \text{MeV.}}$$

الحالة (ب) لنيوترون نسبي. هنا لدينا $138 = E_n + E_\gamma$، كما من قبل

(1) ولكن مع $$m_n v_n = \frac{m_{on} v_n}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{E_\gamma}{c}$$

(2) و $$E_n = m_{on} c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right].$$

ومن (1) $$m_{on}\frac{v_n}{c} = \frac{E_\gamma}{c^2}\sqrt{1-\beta^2}$$

$$m_{on}^2\ \beta^2\ c^4 = E_\gamma^2\ (1 - \beta^2)$$

وهكذا $$\beta^2 = \frac{E_\gamma^2}{m_{on}^2 c^4 + E_\gamma^2}$$

$$1-\beta^2=\frac{m_{on}^2 c^4}{m_{on}^2c^4+E_\gamma^2}$$

$$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}=\frac{\sqrt{m_{on}^2c^4+E^2}}{m_{on}\ c^2}.$$

بالتعويض في (2) نحصل على :

$$\frac{E_n}{m_{on}c^2}+1=\frac{\sqrt{m_{on}^2c^4+E_\gamma^2}}{m_{on}\ c^2}$$

or $$E_n=\sqrt{m_{on}^2\ c^4+E_\gamma^2}-m_{on}\ c^2$$

$\therefore$ $$(E_n+m_{on}\ c^2)^2=(m_{on}^2\ c^4+E_\gamma^2)$$

$\therefore$ $$E_n^2+2E_n\ m_{on}\ c^2+m_{on}^2\ c^4=m_{on}^2\ c^4+E_\gamma^2$$

$\therefore$ $$E^2-E_n^2=2E_n\ m_{on}\ c^2$$

$$\frac{138\ (E_\gamma-E_n)}{E_n}=2m_{on}\ c^2=1880$$

$$\frac{E_\gamma}{E_n}-1=\frac{1880}{138}=13{\cdot}6$$

$$\frac{E_\gamma}{E_n}=14{\cdot}6$$

or $$\frac{E_n}{E_n+E_\gamma}=\frac{1}{15{\cdot}6}\ \text{so that}\ E_n=\frac{138}{15{\cdot}6}=\underline{8{\cdot}8\ \text{MeV.}}$$

فالحسابات النسبية تعطي نفس النتيجة تقريباً كما في الحالة (أ) للنيوترون غير النسبي .

26 - 8 من المعادلة :

$$\pi^{\pm}\rightarrow\mu^{\pm}+\nu_\mu+Q$$

لدينا $Q=M_\pi-M_\mu$

$=67\ m_e$

$=67\times{\cdot}51$ MeV

$=34{\cdot}17$ MeV

وبما ان $E_\mu=4{\cdot}05$ MeV

$E_\nu=30{\cdot}12$ MeV

كتلة هذا النيوترينو $\frac{30{\cdot}12}{0{\cdot}51}\ m_e=\underline{59\ m_e}.$

الفصل 27

حالات الرنين قصيرة العمر

27 - 1 القوى والمجالات

لقد ناقشنا في الفصل السابق تكوين وخصائص بعض الدقائق الاساسية القديمة الاكتشاف وغالباً ما أشرنا الى التفاعلات الشديدة والضعيفة حيث ان المسائل الفيزيائية كثيراً ماتحل بدراسة التفاعلات بين المكونات في النظام. وفي الايام التي سبقت النيوترون كانت مكونات جميع النظم الذرية والنووية هي الالكترون والبروتون والفوتون والتفاعل المتبادل بينها يحدث خلال مجال كهرومغناطيسي.

والاجسام تجذب بعضهـا البعض الاخر ايضـا خلال تفـاعل اسـاسي اخر يعـرف بقوة الجـاذبية الارضية. وكل من هذين التفاعلين الاساسيين يتبع قانون التربيع العكسي لكن قيمها تختلف كثيراً. فاذا اعتبرنا بروتونين منفصلين بوحدة المسافة فان حساباً بسيطاً يظهر ان قوة كولوم تكون حوالي 10^{36} مرة اقوى من قوة الجذب الارضي. وهكذا بالتعامل مع الذرات والنوى تكون قوة الجذب الارضي مهملة ولكنها تبقى مهمة على مقياس الكواكب والنجوم.

فمنذ عام (1932)، ازداد عدد الدقائق الاساسية زيادة هائلة، لكن وصف هذه الدقائق الجديدة وتفاعلاتها قد وجد مباشرة ليكون غير كاف بدلالة المجالين اللذين ناقشناهما تواً، وبما ان قطر النواة تم قياسه بالفيمتوميتر (10^{-15} m) بينما يكون قطر الذرة حوالي (0.1) نانوميتر (10^{-10}m) فان القوى التنافرية بين بروتونين نووين ستكون (10^{10}) اكبر من القوى الالكتروستاتية بين بروتون نووي والكترون مداري في ذرة. لكن البروتونات النووية لايتنافر بعضها مع البعض الاخر (لنعتبر نواة $_2^3He$ المستقرة) وهكذا نستنتج انه يجب ان يكون هناك قوة تجاذبية اقوى داخل النواة، بين البروتونات، التي تتغلب على قوة تنافر كولوم الشديدة. وهذه القوة التي تصاحب بانتاج الميزونات هي المجال الثالث للقوة المشمولة بما يسمى التفاعلات الشديدة. انها تحصل بين النويات وهي قوة ذاتـ ـى قصير تؤثر بمسافات اقل بكثير من قطر النواة. فالنظرية توضح ان التفاعلات القوية هي (137ـ ـة اعظم من التفاعلات التي درسها يوكاوا في نظريته الاصلية لانتاج الميزون. فالنوع الرابع والاخير للقوة، يعرف بالتفاعل الضعيف. وهي قوة نووية ايضا، تحكم عمليات تحلل الميزون المشع وانها مشمولة في تغييرات اللبتون وتكون حوالي 10^{-10} فقط من شدة المجال المغناطيسي.

وهكذا اصبحت هناك اربعة مجالات قوى اساسية في الفيزياء. وكل منها له مصدره مثل الشحنة في المجال الكهرومغناطيسي، او الكتلة في مجال الجاذبية الارضية، ومجال الدقيقة المصاحب لتغيرات طاقة النظام، وهذه موضحة في الجدول (27 - 1) الذي يتضمن دليلاً تقريبياً لشدة التفاعلات النسبية.

كالفوتون تماماً الذي يمثل الكم في المجال الكهرومغناطيسي والبايون الذي يمثل الكم في المجـال النووي يكون الكرافيتون (كم الجذب) والبوزون المتوسط الا انهما لم يوجدا حتى الان.

ويصاحب لكل من هذه المجالات زمن مميز، بمدى التفاعلات الشديدة (1 فيرمي 1fm أو 10^{-15} m 10^{-15}) يقابل حوالي 10^{-23} ثانية وهو ادنى وقت لنبضة تنتقل عبر نواة قطرها (3) فيرمي.

الجدول 27 - 1
مقارنة بين التفاعلات الاربعة الرئيسة

الزمن المميز	الجسيم المصاحب	القيمة النسبية	المجال
'10^{16} s'	الجاذب	10^{-39}	الارضي
10^{-20} s	الفوتون	10^{-3}	الكهرومغناطيسي
10^{-23} s	بايون ، كاون	1	التفاعل الشديد
10^{-10} s	بوزون متوسط	10^{-13}	التفاعل الضعيف

هذا هو الزمن النووي الاساسي لاغراض المقارنة، ولذلك «فالحادثة» التي تحدث في فسحة زمنية اقصر من هذا لايكون لها معنى. ان شدة المجال الكهرومغناطيسي هي (10^{-3}) من شدة المجال القوي ولذلك سيكون الزمن المصاحب بالتقابل اكبر من ذلك يعني 10^{-20} S $= 10^{-23} \times 10^3$. ان معظم التفاعلات الكهرومغناطيسية لها اعمار من رتبة 10^{-15} الى 10^{-20} ثانية، التي تقابل تقريباً الزمن الذي يستغرقه الفوتون ليمر عبر ذرة اي : 10^{-18}S $\times$ (1/3)

والجدول (27 - 1) يوضح ايضا ان شدة التفاعل الضعيف هي 10^{-13} مرة مثل التفاعل الشديد. وتستعمل الكلمة (مستقر) لوصف جميع الدقائق فيما عدا دقائق التفاعلات الشديدة، اي ان جميع الدقائق محصنة ضد التحلل القوي.

ان الظواهر الفيزيائية تقاس اساساً بدلالة التغييرات في الطاقة الناشئة من اربعة انواع اساسية من القوى الفيزيائية وان جميع التفاعلات الذرية والنووية يمكن ان توصف بدلالة التفاعلات او القوى الكهرومغناطيسية، الشديدة والضعيفة. اذ تتضمن التفاعلات الشديدة دقائق ذوات طاقة عالية بينما تكون عمليات التحلل نتيجة للتفاعلات الضعيفة. وان التفاعل الكهرومغناطيسي يتناسب مع الشحنات المشمولة.

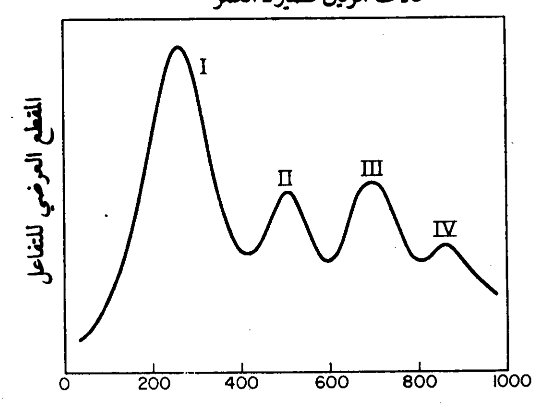
27 - 2 ما الدقيقة الاساسية

منذ اربعين سنة مضت، كان من السهل ان يبنى نظام من النوى والذرات باستعمال البروتونات والالكترونات فقط، وحتى مع اكتشاف النيوترون، لازالت هناك صعوبة قليلة لتركيب نماذج بدلالة الدقائق الاولية الثلاث كوحدات اساسية. وباكتشاف ضديد الدقيقة الاول، البوزيترون وبأنبثاق النيوترينوات والميزونات، اصبح واضحاً من استعمال الكلمة «اولية» لتدل على الوحدات الدائمية للذرة ملغى. فالكلمة اولية او اساسية التي استعملت غالباً لتصف الدقائق الـ (32) التي تمت مناقشتها في الفصل السابق، اصبحت بدون معنى. ومن هذه الدقائق الـ (32) تكون الالكترونات والبروتونات والنيوترينوات ثابتة الى الابد. اما الاخرى فتمتلك اعماراً قصيرة مقارنة. ولذلك فانه يستحيل اعتبارها جميعاً كدقائق اساسية او اولية. على كل حال، كما ان لهذه الدقائق كتل متميزة فانه ليس مستحيلاً ان تعدها حالات كمية اعلى لحالة او حالات اساسية. وسوف نعود الى هذه النقطة عند مناقشتنا للدقائق الرنينية والكوارك. ليس لاية دقيقة من الدقائق التي ناقشناها حتى الان عمر مميز للتفاعلات الشديدة. وهكذا فالعمر (10^{-10} s) يمكن ان يعد طويلاً مقارنة مع الزمن المميز للتفاعل الشديد. وفي هذا الفصل تعد جميع الدقائق بهذا العمر غير مستقرة.

27 - 3 الدقائق الرنينية او قصيرة العمر

ان الكثير مما سبق يشير الى الدقائق الموصوفة في الفصل (26) وان اقصر هذه الدقائق عمراً هو البايون - وهو الاخف من بين جميع الدقائق المتفاعلة بشدة معدل عمره حوالي (10^{-16}) ثانية مميز للتحلل الكهرومغناطيسي. فخلال السنوات القلائل الاخيرة كان هناك غزارة في الدقائق الجديدة التي زادت العدد المعروف الان الى حوالي المائة. وهذه هي الدقائق الرنينية الجديدة والتي هي غير مستقرة جداً باعمار تبلغ حوالي (10^{-23}) ثانية مبينة انها دقائق شديدة التفاعل. وتسمى «الدقائق الرنينية» لانها يستدل عليها من القمم الرنينية في طيف طاقة اعتيادي للحادثة. وهكذا، اذا جمعت البروتونات بطاقات مختلفة في اصطدام $\pi^+ + p^+$، فان منحني التوزيع الطاقي يمكن ان يكون كما هو موضح في الشكل (27 - 1) وهو عبارة عن تخطيط مجرد. فالقمة I هي القمة الرئيسية في الحزمة البروتونية والقمم III,II و 1V هي قمم التشتت غير المرنة (امتصاص عال) تتطابق مع حالات رنينية بين الدقيقتين. ومن الملاحظ، ان هذا النوع من التجربة مشابه جداً الى التشتت الالكتروني غير المرن في بخار الزئبق والتي اجريت من قبل فرانك وهيرتز. ويوضح هذا المنحني ان النظام، مثل ذرة الزئبق، يمكن ان يكون موجوداً في مجموعة من الحالات المتهيجة والرنينية قصيرة العمر. ويمكن ان تعزى لهذه الحالات الرنانة الجديدة كتلة وشحنة وتدويم تتطابق مع قوانين الحفظ. اما استقلالها فهو خاطف حيث تكون ازمان التحلل (10^{-7}) مرة فقط من العمر الاقصر للدقيقة السابقة، اي ميزون π^0. ولو انه قصير جداً لاغراض القياس، لكن هذا الزمن يكفي للطاقة الفائضة كي يعاد تركيبها بهيئة الميزونات والدقائق الاخرى. اما الرنينات فيمكن ان تخمن لذلك من نواتج تحللها وهذه هي الكيفية التي وجدت بها مثل هذه الدقائق.

فالدقيقة الرنانة الاولى التي تم اكتشافها كانت الرنين Y^* في (1960)، حيث درس التفاعل: $K^- + p^+ \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+ + \pi^-$ حيث تم تحليل عدة مئات من الصفائح كتلك المبينة في شكل (27 - 2) بالحاسب الالكتروني. وتبين ان بعض هذه النتائج يتضمن مخالفة واضحة لقانون حفظ الزخم الطولي. وان الدقيقتين الناتجتين قد اشير اليهما بدلاً من الامكانيات الثلاث فكانت:



الشكل 27 - 1

مخطط منحني الرنين للاصطدام بين $p^+:\pi^+$

$$K^- + p^+ \longrightarrow Y^{*+} + \pi^-$$

أو

$$K^- + p^+ \longrightarrow Y^{*-} + \pi^+$$

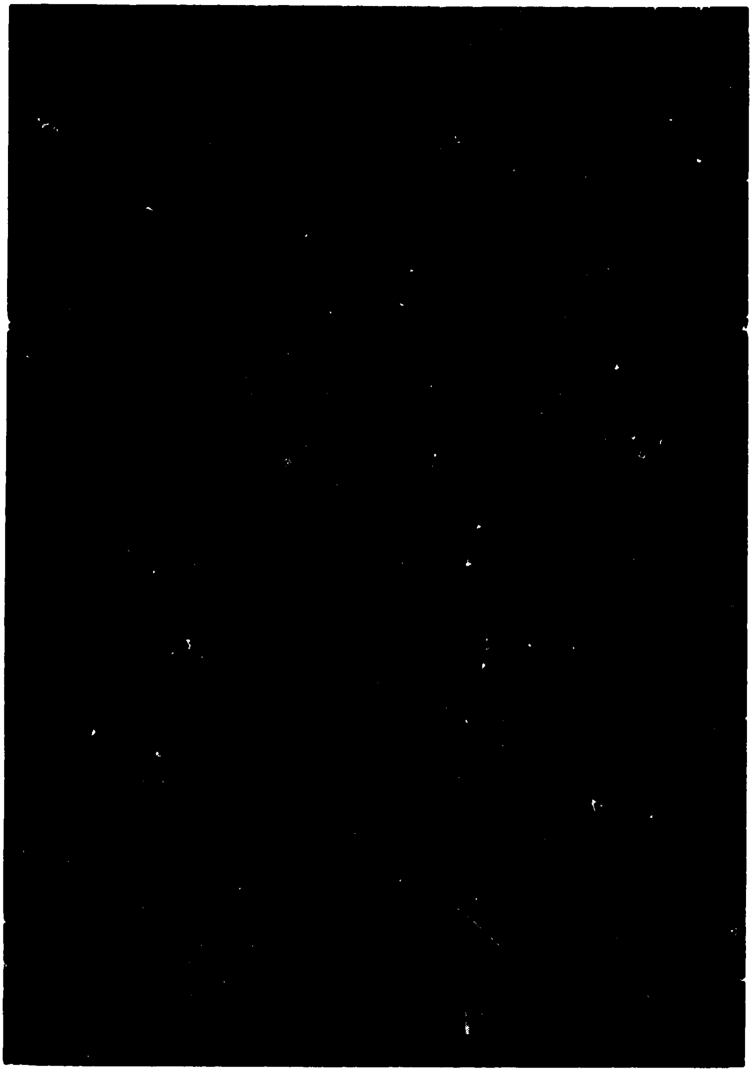
حيث ان Y^* هي دقيقة رنينية جديدة مقترحة (او حالة باريون متهيجة) لتوضح تحلل نووي شديد في (10^{-23}) ثانية، الى :

$$Y^{*+} \longrightarrow \Lambda^0 + \pi^+$$

او

$$Y^{*-} \longrightarrow \Lambda^0 + \pi^-.$$

وان تحليل عدد كبير من حادثات $K^- + p^+$ اعطى كتلة اكثر احتمالاً لـ Y^* وهي (1385 MeV) وزمن تحلل مقداره (10^{-23}) ثانية، موضحاً ان الدقيقة Y^* هي شديدة التفاعل وهي الان مصنفة كحالة متهيجة في Σ.

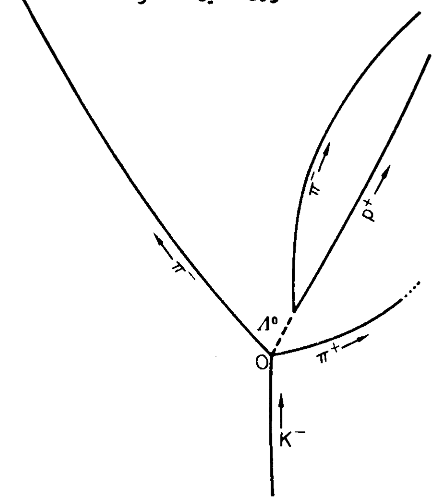


الشكل 27 - 2 (a) جسيمة Y^* وبايون سالب (π^- من 0 في رسم من الصفحة المقبلة) تنتج في اصطدام هذه الحجرة الفقاعية بين ميزون $\bar{K}$ السالب K^- وبروتون في 0. تتحلل جسيمة الرنين قبل ان تترك مساراً الى جسيمة لامبدا المتعادلة التي لاتترك مساراً (الخط المتكسر) وبايون موجب (π^+). تتحلل لامبدا الى بروتون (p^+) وبايون سالب (π^-).

والدقيقة الرنينية الاخرى التي اكتشفت في وقت مبكر نوعا ما هي الدقيقة N^*. فقد اعطى المقطع العرضي للتشتت في اصطدامات بايون ـ بروتون قمة رنينية بحوالي (200 MeV) مقابلة لكتلة سكون الدقيقة البالغة (1236 MeV). ومرة اخرى كان العمر المقدر حوالي 10^{-23} ثانية مبينة تحللاً نووياً شديداً. وقد سميت اصلاً، رنين N^* لتوضيح حالة متهيجة للنوية وانها تصنف الان كرنين باريون Δ.

فمنذ ان اكتشفت الرنينات الاخرى، وعلى الرغم من ان ادراك حالات كهذه يكون صعباً، فانه قد تم قياس كتلتها وتدويماتها المميزة. حيث تبدي جميعها تحللاً نووياً شديداً، فتنتج بذلك باريونات (نويات غالباً) وميزونات حيث تتم ملاحظتها بسهولة ويوجد الان حوالي مائة دقيقة ويضمنها هذه

حالات الرنين قصير ـ العمر



الشكل 27 - 2 (b) مخطط للشكل 27 - 2 (a)

الجدول 27 - 2 (A)

جسيمات مستقرة تمتلك $T >> 10^{-23}$ s

	الصنف		الجسيم	كتلة الاستقرار	البرم J	متوسط العمر	بعض انماط التحلل الملحوظة
	البوزون		الفوتون (γ)	1	0	لانهائية : مستقر	—
فيرميونات	لبتونات		$\nu_e : \nu_\mu$	0	½	لانهائية : مستقر	—
			e	0·511	½	لانهائية : مستقر	—
			μ	105·7	½	$2·2 \times 10^{-6}$	$e\nu\bar{\nu}$
الهادرونات	البوزونات	الميزونات	$\pi^\pm$	139·6	0	$2·6 \times 10^{-8}$	$\mu\nu_\mu$
			π^0	135·0	0	$8·9 \times 10^{-16}$ EM	$\gamma\gamma$
			$K^\pm$	493·8	0	$1·24 \times 10^{-8}$	$\mu\gamma;\pi\pi^0;\pi\pi^-\pi^+$
			K^0	497·8	0	$1·24 \times 10^{-8}$	50% K_1^0 : 50% K_2^0
			K_1^0	—	0	$0·87 \times 10^{-10}$	$\pi^+\pi^-;\pi^0\pi^0$
			K_2^0	—	0	$5·3 \times 10^{-8}$	$\pi^0\pi^0\pi^0;\pi^+\pi^-\pi^0$
			η^0	548·8	0	3×10^{-14} EM	$\gamma\gamma:\pi^0\gamma\gamma$
	الباريونات & الفيرميونات	النيوكليونات	p^+	938·3	½	لانهائية : مستقر	—
			n^0	939·6	½	$1·01 \times 10^3$	$p^+e^-\bar{\nu}_e$
		الهايبرونات	Λ^0	1115·5	½	$2·52 \times 10^{-10}$	$p^+\pi^-;n^0\pi^0$
			Σ^+	1189·5	½	$0·81 \times 10^{-10}$	$n^0\pi^+;p^+\pi^0$
			Σ^0	1192·5	½	1×10^{-14} EM	$\Lambda^0\gamma$
			Σ^-	1197·4	½	$1·66 \times 10^{-10}$	$n^0\pi^-;n^0e^-\bar{\nu}_e$
			Ξ^0	1314·9	½	$2·9 \times 10^{-10}$	$\Lambda^0\pi^0;p^+\pi^-$
			Ξ^-	1321·3	½	$1·73 \times 10^{-10}$	$\Lambda^0\pi^-:n^0\pi^-$
			Ω^-	1672	3/2	$1·1 \times 10^{-10}$	$\Xi^0\pi^-:\Lambda^0K^-$

الجسيمات المذكورة اعلاه معروفة جيدا وذات مناعة للانحلال الشديد

الجدول 27 - 2 (B)

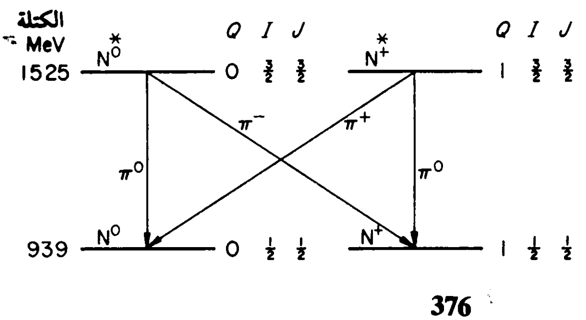
الميزونات ورنينات الميزونات المعروفة جيداً

العمر: مستقرة 10^{-10} S، الرنينات 10^{-23} S

الكتلة	الشحنة Q −1	الشحنة Q 0	الشحنة Q +1		الجسيم والكتلة
1700				الرنينات	
1600					
1500		•			η^{0} 1514
1400	•	••	•		K_{V} 1419
1300	•	•	•		$\pi(A_2)$ 1305
1200		•			η^{0} 1260
1100					
1000		•			η^{0} 1019
		•			η^{0} 958
900	•	••	•		$K^{\times}$ 893
800	•	••	•		η^{0} 783
700					$\pi^{\times}$ 765
600		•		المستقر	η^{0} 549
500	•	••	•		K 496
400					
300					
200					
100	•	•	•		π 137
0					

المتضاعفات $\eta^{0}=1$ $\pi=3$ $K=4$.

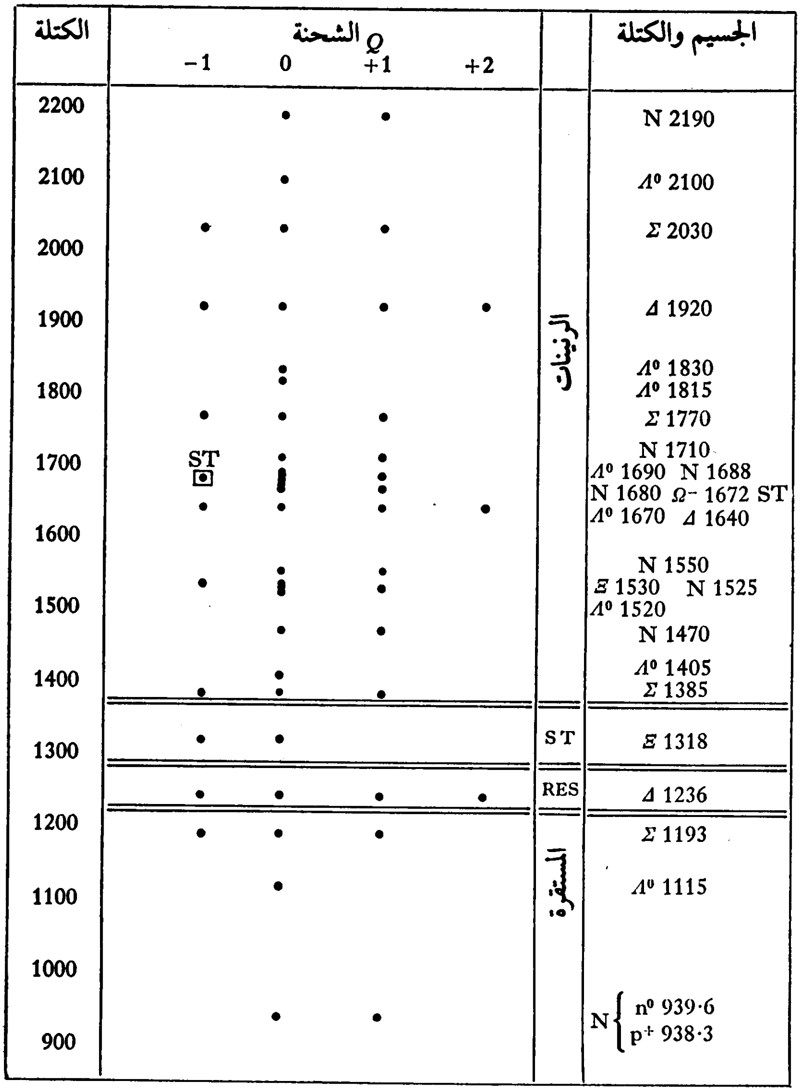
الرنينات كما مدرجة في الجداول 27 - 2 (A و B و C). حيث توضح هذه الجداول الدقائق طويلة العمر سوية مع الطيف الكتلي للبتونات وللميزونات وللباريونات بدون ضديداتها. ويمكن ان ينظر للدقائق الرنانة كحالات متهيجة لبعض الدقائق المستقرة بكتل اعظم وتدويمات حقيقية اكبر J مقابلة لها. وتعد الميزونات كانبعاث كتلة ـ طاقة عندما تحصل الانتقالات بين الدقائق الرنانة، وللحالات الارضية المستقرة (نسبياً) المقابلة للدقائق القديمة. ولذلك فان انتاج الميزونات يتبع الانتقالات المسموح بها من قبل قوانين الحفظ المناسبة. ومثال بسيط على ذلك هو انتاج البايونات المتهيجة التي يكون تدويمها واحد، وذلك من الانتقالات المبينة في الشكل (27 - 3). وهذا جزء واحد فقط من عدة امكانيات تبادل كمي بين الرنين والحالات طويلة العمر كما تم مناقشتها في الفصل (26).



الشكل 27 - 3
انتاج البايونات بالانتقالات من الحالات الرنينية.

الجدول 27 - 2 (C)

البايرونات ورنينيات الباريونات المعروفة جيداً
العمر: مستقر 10^{-10} S؛ الرنينيات 10^{-23} S



ضديدات الباريونات غير مبينة. $\Omega=1$ $\Delta=4$ $\Sigma=3$ $\Xi=2$ $N=2$ $\Lambda^0=1$ المتضاعفات

27 - 4 قوانين الحفظ: حفظ الباريون واللبتون

لقد اصبحنا الان عارفين بقوانين حفظ عديدة تطبق في الانظمة الذرية والنووية، كقانون حفظ الشحنة والكتلة والطاقة والزخم الخطي والزخم الزاوي. ففي الفيزياء الذرية نعرف ان تطبيق هذه القوانين تقود الى قواعد الانتخاب للاطياف المسموح بها. اما في الفيزياء النووية فتقود الى التنبؤ بدقائق جديدة، مثل النيوترينونات. واما في حقل الفيزياء دون النووية فاننا نمتلك قائمة جديدة متكاملة من

الدقائق التي تشاهد في تجارب الاصطدام وبأنماط تحلل مختلفة. حيث ان بعض انماط التحلل لاتشاهد أبداً، اذ يكون امراً طبيعياً ان نفترض ان هذه الانماط تمنع بقانون حفظ غير معروف. وهكذا فقوانين الحفظ الجديدة قد تم استنتاجها من دراسة جميع الانواع الممكنة لتفاعل وتحلل الدقيقة، اضافة الى رياضياتها.

ان أحد اعظم الاسرار الغامضة في الفيزياء النووية هو استقرارية البروتون، لاننا نعرف ان النيوترون الطليق (الحر) غير مستقر لتحلل β^- حسب المعادلة:

$$n^0 \longrightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$$

فلماذا اذاً لايكون $p^+ \rightarrow \pi^\circ + \mu^+$، علماً بان التدويمات ستبقى محفوظة؟ يجب ان يكون هناك قانون معين يمنع ذلك. وهذا هو قانون حفظ اعداد الباريون الذي تعطي فيه جميع الباريونات عدداً باريونياً (B = 1)، حيث تأخذ جميع ضديدات الباريون B = − 1 اذ تمتلك جميع الميزونات واللبتونات B = 0.

هكذا:

$$n^0 \longrightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$$

لدينا:

$$B = 1 \longrightarrow 1 + 0 + 0$$

ولذلك يكون هذا التفاعل ممكناً.

لكن التفاعل:

$$p^+ \longrightarrow \pi^0 + \mu^+$$

لدينا:

$$B = 1 \longrightarrow 0 + 0.$$

وهذا التفاعل لايمكن ان يحصل لان العدد الباريوني لم يحفظ وبالمثل يمكن توضيح ان اعداد الليبتون يجب ان تحفظ ايضاً، فاذا رمزنا لعدد الليبتون (L = 1) او (L = − 1) كما يتبع الى اللبتونات، متذكرين ان L = 0 للميزونات والباريونات. وبمعاملة الميونات والالكترونات بصورة مختلفة.

$$l_e = 1 \text{ for } e^-, \nu_e; \qquad l_e = -1 \text{ for } e^+, \bar{\nu}_e$$
$$l_\mu = 1 \text{ for } \mu^-, \nu_\mu; \qquad l_\mu = -1 \text{ for } \mu^+, \bar{\nu}_\mu.$$

فالمعادلة:

$$n^0 \longrightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$$

ثم لدينا:

$$l_e = 0 \longrightarrow 0 + 1 - 1$$

وهكذا تخضع لحفظ اللبتون اضافة الى حفظ الباريون. وعلى كل حال فالتحلل:
يكون فيه

$$p^+ \longrightarrow \pi^0 + \mu^+$$
$$l_\mu = 0 \longrightarrow 0 - 1$$

ولذلك يكون هذا التفاعل ممنوعاً ايضا بحفظ الليبتون. فتحلل البروتون بالحقيقة ممنوع بسبب كونه الباريون الاخف في الطيف الكتلي. لاحظ الجدول 27 - 2.
وتحلل الميزونات الذي ناقشناه في الفصل السابق يعني:

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

وفيه

$$l_e = 0 \longrightarrow -1 + 1 + 0$$
$$l_\mu = -1 \longrightarrow 0 + 0 - 1$$

و

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

وفيه

$$l_e = 0 \longrightarrow 1 - 1 + 0$$
$$l_\mu = 1 \longrightarrow 0 + 0 + 1$$

التي تشاهد لتحفظ الاعداد الليبتونية ايضا فيجعل هذه التفاعلات ممكنة. وبما ان تحللات الميون والالكترون تكون جميعها تفاعلات ضعيفة، اي انها تفاعلات شديدة لكنها لاتنتج لبتونات، مما يعني ان حفظ اللبتون لاينطبق على التحلل بالتفاعلات الشديدة.

27 - 5 التركيب المتعدد ـ متساوي التدويم والشحنات الفوقية

عندما يكون الامر متعلقاً بالتفاعلات الشديدة، فان النيوترون والبروتون يكونان الحالتين لكتلة متساوية ثنائية النوية. وبالقاء نظرة على الجدولين 27 - 2 (B) و (C) يتوضح ان الدقائق يمكن ان تجمع بمتعددات متساوية الكتلة. وبعض الامثلة موضحة ادناه:

				العدد المضاعف (*M*)	الكتلة MeV
النيوكليون	N^+	N^0		2	939
البايونات	π^+	π^0	π^-	3	765
الكاونات	K^+	$K^0, \bar{K}^0$	K^-	4	496
باريون اكسي		Ξ^0	Ξ^-	2	1318

والنتيجة المهمة من تعدد العدد المتضاعف Multiplet Number (M) لمجموعة متساوية الكتلة يكون المفهوم (متساوي التدويم "Isospin"I) وهذا ليس تدويم ميكانيكي حقيقي لكن اشتقاقه بالميكانيك الكمي يتبع نفس خطوط تدويم الالكترون في علم الاطياف ويخضع لنفس القواعد حيث يمكننا ان نضع العلاقة:

$$M = 2I + 1$$

كما في علم الاطياف حيث وضعنا $R = 2S + 1$، حيث R هو تعددية مستويات الطاقة المصاحبة مع العدد الكمي S للبرم (التدويم) الالكتروني وباستعمال المعادلة اعلاه للدقائق المارة الذكر نحصل على متساويات البرم والتدويم كما يلي:

النيوكليون	Nucleons	$I = 1/2$
البايونات	Pions	$I = 1$
الكونات	Kaons	$I = 3/2$
باريون اكسي	Xi baryon	$I = 1/2.$

حيث حفظ التدويم (او البرم) المتساوي I في التفاعلات الشديدة فقط كي ينطبق على الهادرونات ولاينطبق على اللبتونات. راجع الجدول (27 - 2 (A).

فاذا نستمر بوضع الدقائق في مجاميع او متعددات واعتبارها، فان مفهوم الشحنة الفوقية Y قد ادخل

الان. وهذا هو عدد الشحنة الذي يساوي مرتين معدل شحنة المتعدد $\bar{Q}$، ولذلك فللامثلة اعلاه يكون لدينا اعداد الشحنات الفوقية المبينة هنا حيث:

$$\bar{Q}=\frac{1}{M}(Q_1+Q_2+\ldots.Q_M):$$

					$\bar{Q}$	$Y=2\bar{Q}$
النيوكليونات	Nucleons	N^+	N^0		1/2	1
البايونات	Pions	π^+	π^0	π^-	0	0
الكاونات	Kaons	K^+	$K_0, \bar{K}_0$	K^-	0	0
باريونات اكسي	Xi baryon		Ξ_0	Ξ_0^-	−1/2	−1

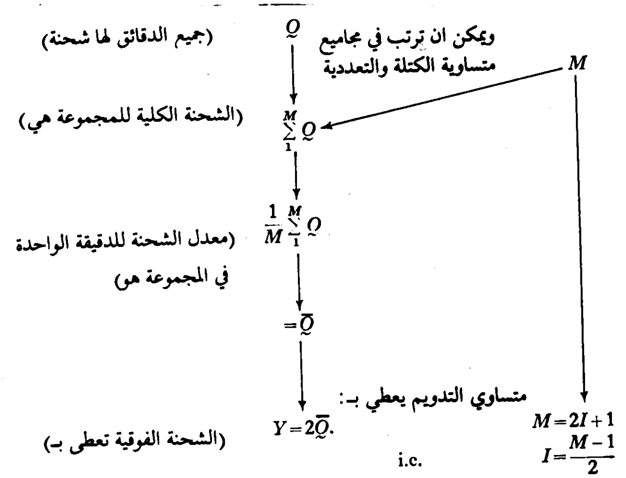
وقد وجد انه كما في حالة متساوي التدويم I، يكون عدد الشحنة الفوقية Y محفوظاً في التفاعلات الشديدة، كما انها محفوظة ايضاً في التفاعلات الكهرومغناطيسية ولكنها ليست محفوظة في التفاعلات الضعيفة.

ان هذه الافكار جديدة لكنها غريبة في الحفظ ويمكن ان تبرر بصورة تجريبية، بتطبيقها على الانحلالات والتفاعلات المعروفة. ان العدد الكمي الاكثر غرابة من بين جميع الاعداد الكمية يدعى بالحقيقة عدد «الغرابة» S. وهذا العدد يرتبط بالشحنة الفوقية وعدد الباريون بالمعادلة:

$$\begin{aligned} S &= Y - B \\ &= 2\bar{Q} - \mathrm{B}. \end{aligned}$$

وبما ان كل من Y و B محفوظة في التفاعلات الشديدة والتفاعلات الكهرومغناطيسية فان S يجب ان تكون محفوظة ايضاً. وبما ان S هي دالة للاعداد الكمية Y و B فانها تصبح زائدة عن الحاجة اذا تستعمل Y و B. على الرغم من هذا فانها لاتزال تستعمل في كثير من الاحيان. ويجب ان لايكون هناك خلط مع العدد الكمي للبرم (او التدويم) الالكتروني في الذرة.

موجز للاعداد الكمية الجديدة



وبالاضافة الى ذلك:

يعطى عدد الباريون B بالقيم: B = ± 1 لجميع الباريونات

= 0 لجميع الدقائق الاخرى

اما عدد الغرابة S يعطى بالمعادلة: $S = Y - B$

ويعطى عدد اللبتون l للقيم: $l = \pm 1$ لجميع اللبتونات

$= 0$ لجميع الدقائق الاخرى.

ان عدد قوانين الحفظ الممكنة قد ازداد نتيجة لازدياد عدد الدقائق الجديدة المكتشفة حيث ينطبق بعضها على جميع انواع التفاعلات الثلاثة بينما ينطبق البعض الاخر على جزء منها فقط. وهي مدرجة في الجدول 27 - 3.

الجدول 27 - 3

قوانين الحفظ

الحفظ لـ	الرمز	شديدة	متوسطة E.M.	ضعيفة
الكتلة/ الطاقة	M.E.	✓	✓	✓
الزخم الخطي	—	✓	✓	✓
الزخم الزاوي	J	✓	✓	✓
الشحنة	Q	✓	✓	✓
فوق الشحنة	Y	✓	✓	×
البرم المتساوي	I	✓	×	×
العدد اللبتوني	l_e, l_μ	—	✓	✓
العدد الباريوني	B	✓	✓	✓
الغرابة (الأغتراب)	S	✓	✓	×

فاذا تطبق قوانين الحفظ هذه على اصطدامات بايون ـ مع نوية عالية الطاقة، الذي غالباً مايعطي كميات كبيرة من الكاونات فان الامثلة على المعادلات الممكنة هي:

(i) $\pi^+ + n^0 \longrightarrow \Lambda^0 + K^+$

و (ii) $\pi^+ + n^0 \longrightarrow K^0 + K^+.$

وباستعمال قوانين حفظ الباريونات والغرابة نحصل على:

(i) $S = 0 + 0 \longrightarrow -1 + 1$ $\quad \delta S = 0$

$B = 0 + 1 \longrightarrow 1 + 0$ $\quad \delta B = 0$

(ii) $S = 0 + 0 \longrightarrow 0 + 0$ $\quad \delta S = 0$

$B = 0 + 1 \longrightarrow 0 + 0$ $\quad \delta B \neq 0$

اذ يتبين ان التفاعل (ii) يخالف قانون حفظ الباريون ولذلك فلا يمكن ان يحصل.

وبالمثل يكون التفاعل $\pi^- + p^+ \longrightarrow \Lambda^0 + K^0$ ممكناً

بينما التفاعل $\pi^- + p^+ \longrightarrow \Lambda^0 + \pi^0$ غير ممكن لمخالفته قانون حفظ الغرابة

ومرة ثانية، كما في التجارب التي تستخدم نيوترينوات الالكترونات الطليقة كدقائق قاصفة للبروتونات يمكن ان نحصل على:

$$\tilde{\nu}_e + p^+ \longrightarrow n^0 + \mu^+$$
$$\tilde{\nu}_e + p^+ \longrightarrow n^0 + e^+.$$

وبتطبيق اعتبارات العدد اللبتوني، نحصل على مايلي لـ (i):

$$l_e = -1+0 \longrightarrow 0+0 \qquad \delta l_e \neq 0$$
$$l_\mu = \ \ 0+0 \longrightarrow 0-1 \qquad \delta l_\mu \neq 0$$

بينما بالنسبة للتفاعل (ii):

$$l_e = -1+0 \longrightarrow 0+ -1 \qquad \delta l_e = 0$$
$$l_\mu = \ \ 0+0 \longrightarrow 0+0 \qquad \delta l_\mu = 0$$

مما يوضح ان التفاعل الاول مستحيل. لنعتبر بعد ذلك حادثة الاصطدام المبينة في الشكل (26 - 6).

$$\bar{p}^+ + p^+ \longrightarrow 2\pi^+ + 2\pi^- + \pi^0.$$

وبتطبيق قوانين الحفظ المختلفة مع تذكر ان ازواج البايونات التي تقذف بمتساويات تدويم متعاكسة، يكون لدينا:

$$Q = -1+1 \longrightarrow 2-2+0 \qquad \delta Q = 0$$
$$B = -1+1 \longrightarrow 0+0+0 \qquad \delta B = 0$$
$$Y = -1+1 \longrightarrow 0+0+0 \qquad \delta Y = 0$$
$$S = -2+2 \longrightarrow 0+0+0 \qquad \delta S = 0$$
$$I = \ \tfrac{1}{2}+\tfrac{1}{2} \longrightarrow 0+0+1 \qquad \delta I = 0$$

ونتيجة لذلك تكون هذه الحادثة ممكنة. وهذا مثل قليل من امثلة كثيرة يمكن ان نختارها لتوضيح قوانين الحفظ الجديدة.

27 - 6 تصنيف الدقائق الاساسية

لدى تفحص الدقائق المتوفرة الان وتراكيبهـا المتعددة التي تتـطابق معها فـانه يمكن اعـادة تجميع الميزونات والباريونات (جميع الدقائق التي تتفاعل بشدة)، وباستعمال ثلاث فقط من الكميات المحفوظة التي نوقشت تواً وهي: B و Y و I ويمكننا الآن ان نشير اليها كأعداد كمية محفوظة. وهذا يعطي اربعة مجاميع ميـزونات اسـاسية فقط وهي: إيتـا (eta η) وباي (Pi π) وكـابا (Kappa K) وضـديد كـابا (antikappa $\bar{\kappa}$) طبقا لقيمها B و Y و I. وهذه يرمز لها عادة بحروف اغريقية صغيرة كما في الجدول (4 - 27).

الجدول 27 - 4
المجاميع الميزونية B = 0 من الجدول 27 - 2 (A) و (B) و (C)

عدد الكتل	M	I	Y	الميزون
6	1	0	0	η
3	3	1	0	π
3	2	$\frac{1}{2}$	+1	K { κ
3	2	$\frac{1}{2}$	−1	K { $\bar{\kappa}$

وهذا يؤدي الى عدد كلي مقداره (27) ميزوناً . وبذلك يكون الطيف المتكامل كما يلي :

(الميزون)	Meson	M	(Masses in (MeV) الكتل بوحدات
ايتا	η	1	549 783 958 1019 1260 1514
باي	π	3	137 765 1305
كابا	κ	2	496 893 1419
ضديد كابا	$\bar{\kappa}$	2	496 893 1419
المجموع	Total	8	

مما يلاحظ ان كل ميزون اساسي تمت تسميته يغطي اكثر من ميزون واحد حقيقي ، فمثلاً يوجد ستة ميزونات إيتا (η) منفردة ذات كتل مختلفة وثلاثة ميزونات باي (π) ثلاثية بكتل مختلفة .

وبالمثل يمكن ان تختصر الباريونات الى ستة مجاميع اساسية بدلالة اعدادها (Y) و (I) و (M) الشائعة وهذه يرمز لها بحروف اغريقية كبيرة كما في الجدول (27 - 5) الذي يوضح كيف تكون الـ (53) باريون مرتبة في ستة مجاميع .

الجدول 27 - 5

المجاميع الباريونية B = 1

الباريون		Y	I	M	عدد الكتل
لامبدا	Λ	0	0	1	8
سيكما	Σ	0	1	3	4
النيوكليون	N	1	$\frac{1}{2}$	2	8
كساي	Ξ	−1	$\frac{1}{2}$	2	2
اوميكا	Ω	−2	0	1	1
دلتا	Δ	1	3/2	4	3

وبذلك يكون الطيف المتكامل موضحاً كما في ادناه

(الباريون)	Baryon	M	Masses MeV ← الكتل بوحدات
لامبدا	Λ	1	1115 1405 1520 1670 1690 1815 1830 2100
سيكما	Σ	3	1193 1385 1770 2030
نوية	N	2	939 1470 1525 1550 1680 1688 1710 2190
كساي	Ξ	2	1318 1530
اوميكا	Ω	1	1672
دلتا	Δ	4	1236 1640 1920
المجموع	Total	13	

وهذه هي الرنينات المعروفة جيداً. وهناك عدد اكثر منها لم تتحقق بصورة كاملة والتي لاتزال متطابقة مع النموذج اعلاه .

ومن الواضح اذاً، ان العدد الكبير من الدقائق يمكن ان يختزل الى مواصفات ابسط من العوائل او المجاميع المنتظمة بتطبيق قوانين الحفظ المختلفة، وهذه المنتظمات او المتناظرات ليست تصادفية . فهل من الممكن لذلك ان نقترح نموذجاً فيزيائياً او رياضياً الذي سوف يمكننا من شرح الخصائص المذكورة اعلاه لجميع الدقائق المعروفة وسوف يساعدنا في بحثنا عن دقائق جديدة وذلك بالتنبؤ بخصائصها، بنفس طريقة البحث عن عناصر غير معروفة في الجدول الدوري .

27 - 7 متناظرات الدقيقة

ان تفاصيل متناظرات الدقيقة يعبر عنها رياضياً باستعمال عمليات جبرية خاصة. ففي المجموعة التناظرية التكاملية الخاصة المعروفة كـ SU (3) لدينا طريقة خاصة لتصنيف الدقائق التي تتفاعل بشدة. وهذا يسمى احياناً بالطريق الثماني الوجوه، لانه يشمل العلاقات بين ثماني كميات محفوظة وانه يجمع الدقائق ضمن عوائل اعضاؤ ها (1) و (8) و (10) و (27). وهذه المجاميع التي اعضاؤ ها (8) و (10) مشوقة بصورة خاصة. فالنظرية تبين ان الدقائق الثماني في الميزونات الثمانية بتدويم (حقيقي) يساوي صفر والتي يجب ان تترتب كما يلي:

ثلاثية واحدة فيها	$I=1 \quad Y=0,$	اعضاء	8
ثنائية واحدة فيها	$I=\frac{1}{2} \quad Y=1,$		
ثنائية واحدة فيها	$I=\frac{1}{2} \quad Y=-1,$		
منفردة واحدة فيها	$I=0 \quad Y=0,$		

وعندما افترض هذا لاول مرة كانت هناك سبعة ميزونات بالحالة الارضية معرفة بالاعداد الكمية المميزة التالية:

		Q	Y	I
Triplet Pions البايونات الثلاثية	π^+	1	0	1
	π^0	0	0	1
	π^-	−1	0	1
and Quartet Kaons الكاوونات الرباعية	K^+	1	0	$\frac{1}{2}$
	K^0	0	0	$\frac{1}{2}$
	$\bar{K}^0$	0	0	$\frac{1}{2}$
	K^-	−1	0	$\frac{1}{2}$

ومن الواضح ان البايونات تكون ثلاثية تخضع الى الشروط التي تتطلبها النظرية. فاذا ما اخذت الكاوونات لتمثل ثنائيتين، فهذا يعني:

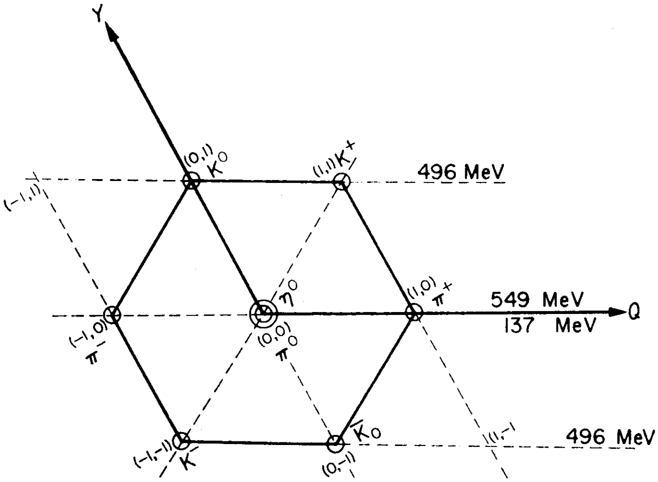
		Q	Y	I
Kappa	K^+	1	1	$\frac{1}{2}$
	K^0	0	1	$\frac{1}{2}$
Antikappa	K^-	−1	−1	$\frac{1}{2}$
	$\bar{K}^0$	0	−1	$\frac{1}{2}$

فيكون لدينا الاتحادات الصحيحة بالضبط للاعداد الكمية لـ (7) دقائق من الـ (8) المطلوبة للمجموعة الثمان. ويمكن ان ترسم هذه الان على محاور Q و Y ليعطي ترتيبا سداسي الشبكية متناظر الدقائق كما موضح في الشكل (27 - 4). وهذا يكون شبكية سداسية تحتوي على النقاط (1,1-) و (1 — ,1) التي لاتكون مطلوبة في النظرية. ولكنه يلاحظ ان الاحادية (0,0) المطلوبة في النظرية كانت مفقودة. فالميزون المفقود كان من المتوقع انه يمتلك Q = 0 و Y = 0 و I = 0 وان حساب الكتلة التقريبي اعطى (567 MeV). لقد وجد الميزون في عام 1961 وكانت كتلته 549 MeV التي كانت اثباتا قاطعاً على صحة النظرية. وهذا هو الميزون إيتا(eta η^0)المبين في مركز الشكل (27 - 4).

والتنبؤ الجدير بالملاحظة اكثر من ذلك، كان حالة مجموعة الباريونات العشرية ذات التدويم (البرم)

الحقيقي J = 3 / 2، حيث تنبأت النظرية بانه يجب ان تكون هناك مجموعة من (10) اعضاء كما يلي:

رباعية واحدة فيها	$Y=1$	$I=3/2$	$M=4$	اعضاء 10
ثلاثية واحدة فيها	$Y=0$	$I=1$	$M=3$	
ثنائية واحدة فيها	$Y=-1$	$I=\frac{1}{2}$	$M=2$	
احادية واحدة فيها	$Y=-2$	$I=0$	$M=1$	



الشكل 27 - 4

الثماني الميزوني على مخطط Q و Y يوضح موقع ميزون η^0 المتنبأ به.

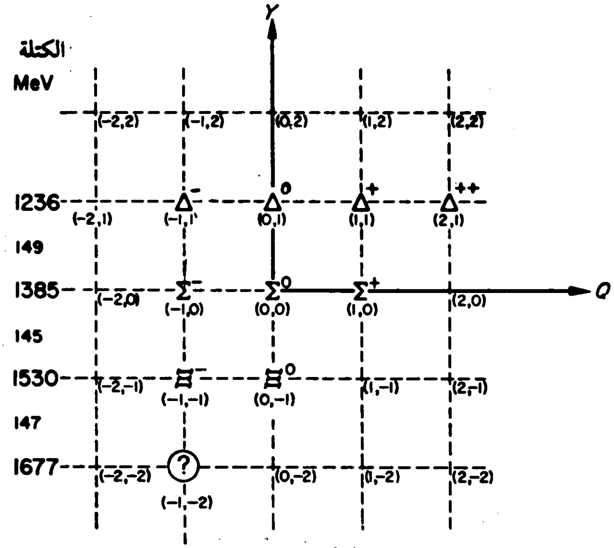
اما الرنينيات المعروفة لغاية 1963 التي تمتلك J = 3 / 2 هي:

		Q	Y	I	الكتلة Mass بوحدات MeV
Quartet Delta رباعية دلتا	Δ^{++}	2	1	3/2	1236
	Δ^{+}	1			
	Δ^{0}	0			
	Δ^{-}	−1			>149
Triplet Sigma ثلاثية سيكما	Σ^{+}	1	0	1	1385
	Σ^{0}	0			
	Σ^{-}	−1			>145
ثنائية كساي	Ξ^{0}	0	−1	½	1530
	Ξ^{-}	−1			
احادية: مجهولة	?	−1	−2	0	?

لقد تم مشاهدة ان هذه القيم تكون متساوية المسافة عن بعضها ويمكن ان تعرض على شبكية مستطيلة بسيطة باستعمال محاور Q و Y كما في الشكل (27 - 5).

فقد تنبأت النظرية بزيادات كتلية متساوية كلما تتناقص التعددية، ولذلك سميت الدقيقة المجهولة اخيرا Ω^- اذ يجب ان تمتلك كتلة مقدارها (1677 MeV) اضافة الى الخصائص التالية: $Q = -1$

$Y = -2$ (الدقيقة الوحيدة المعروفة التي لها مثل هذه القيمة العددية العالية لـ Y)
$I = 0,$ (أي انها احادية)
$B = 1$ (حيث انها جزء من ثنائي الباريون)
$S = Y - B = -3$
Spin $J = 3/2$



الشكل 27 - 5
الباريون العشري لـ B = 1, J = 3 / 2 على المخطط Q و Y بالاحداثيات (2- , 1-) والكتلة (1677 MeV)

والاكثر أهمية من كل شيء انها يجب ان تتحلل بالتفاعل الضعيف. ولا يمكنها ان تتحلل بتفاعل شديد الى دقائق اقل من الكتلة الكلية التي لاتزال تخضع الى قاعدة حفظ الشحنة الفوقية. اما دقيقة Ω^- فيجب ان تتحلل الى باريون وميزون كي تحفظ العدد الباريوني. فاذا كان الباريون هو Λ^0 (مثلا) فان الميزون يجب ان يكون سالب الشحنة كي يتم حفظها. اما الكتلة المتوفرة فستكون (1677 − 1115 = 562 MeV). وان الميزون السالب الممكن فقط حوالي تلك الكتلة هو ميزون K^- نحو 496 MeV، حيث تتوفر 66 MeV للطاقة الحركية اللازمة للانفصال ولذلك فاسلوب التحلل الممكن اذاً، يكون كما يلي:

$$\Omega^- \longrightarrow \Lambda^0 + K^-$$

بعدد باريوني
$$B = 1 \longrightarrow 1 + 0 \qquad \delta B = 0$$

ومتساوي تدويم (برم)
$$I = 0 \longrightarrow 0 + \tfrac{1}{2} \qquad \delta I \neq 0$$

ويتبين ان متساوي التدويم (البرم) I غير محفوظ، وكذلك الشحنة الفوقية والغرابة غير محفوظتين. ولذلك تتحلل Ω^- بالتفاعلات الضعيفة.

لان قوانين الحفظ هذه تتحقق في حالة التفاعلات الشديدة فقط. وهناك عدد قليل من المحاولات، يبين ان مخططات التفاعل المقنعة لا تخضع الى قانون حفظ متساوي التدويم (البرم) ولذلك يتحلل Ω^- بتفاعل ضعيف الذي ليس موضوعاً لهذا الاقتصار. ولذلك يمكن التنبؤ بعمر التحلل للتفاعلات الضعيفة مثلا (10^{-10} s) وبذلك يمكن ان تصنف دقيقة Ω^- باعتبارها (هايبرون مستقر) في الجدول 27 - 2 (A و C).

هذا التنبؤ في 1963 كان تقريباً فرصة فريدة لاولئك العاملين في البحث باستخدام المنشآت الملائمة لاصطدامات الطاقة العالية، لانه عندما تعرف جميع خصائص الـدقيقة، يمكن وضـع خطة مفصلة لايجادها تجريبياً. فقد اجري البحث عن الدقيقة Ω^- في بروك هافن بواسطة السنكروترون البروتوني بطاقة 33 GeV. فأولاً كان ضرورياً توليد عدد غرابة مقداره (3 -) لهذه الدقيقة. وقد اعطى هذا عملية الاصطدام التالية باعتبارها مخططاً ممكناً:

$$\begin{aligned} K^- + p^+ &\longrightarrow K^+ + K^0 + \Omega^- \\ S = -1 + 0 &\longrightarrow 1 + 1 - 3 \\ I = \tfrac{1}{2} + \tfrac{1}{2} &\longrightarrow \tfrac{1}{2} + \tfrac{1}{2} + 0 \end{aligned}$$

كما هو مطلوب. فقد تم حساب طاقة العتبة النسبية لتكون (3.2 GeV) ان الاصطدامات البروتونية مع الهدف انتجت حزمة ميزونات K^- وتم فصلها عن الدقائق الاخرى باستخدام اجهزة مغناطيسية مختلفة. فالحزمة K^- التي كانت طاقتها نحو (5 GeV) اقتيدت الى داخل حجرة فقاعات هيدروجينية قطرها (2) متر حيث حصلت اصطدامات K^-, p^+ اذ ان انماط التحلل الممكنة التي تحفظ الاعداد الباريونية كما يلي:

$$\begin{aligned} \Omega^- &\longrightarrow \Xi^- + \pi^0 \\ \Omega^- &\longrightarrow \Xi^0 + \pi^- \\ \Omega^- &\longrightarrow K^- + \Lambda^0 \end{aligned}$$

إذ كانت نواتج التحلل هذه مطلوبة لكي تشخص الدقيقة Ω^-. وبعد التقاط عدة صور فوتوغرافية ـ مجموعها الكلي حوالي 100,000 ـ فقد اكتشفت مخططات التحلل الثلاثة كلها في سنة 1946. وقد كانت الكتلة المحسوبة (1686 MeV) وكان العمر الذي يتم قياسه نحو (0.7×10^{-10}) كما هو مطلوب حسب النظرية. ويلاحظ ان هذا الوقت طويل ويكفي لانتاج مسار مرئي. وهذا مثال جيد للدراسة النظرية التي تسبق التجربة حيث توفر نتائج التجربة التفصيلية تحقيقاً للنظرية.

فالشكل (27 - 6) يوضح صورة فوتوغرافية لانتاج وتحلل Ω^-. وعلى الرغم من ان الجبر الخاص المرافق لهذه التنبؤات لايمكن ان يحل جميع مسائل فيزياء الدقائق، الا ان نجاحه في التنبؤ بعدة دقائق جديدة يبين ان طريقة فهم الموضوع صحيحة.

27 - 8 الكواركات

انه لمن الواضح، اننا نرغب ان نجد فيما اذا يمكن ان تتكون تعددية الدقائق من وحدات ابسط اخرى ام لا. اذ يمكننا ان نتلاعب تجريبياً بالاعداد الكمية ذات العلاقة لنلاحظ اذا كان بالامكان الحصول على بعض انظمة تجميع اساسية او معادلة تمكن من التنبؤ بجميع الميزونات والباريونات وكتلتها. فلدينا طيف ميزوني من اربعة اعضاء وطيف باريوني من ستة اعضاء ولكل عضو نفس الاتحادات من الاعداد الكمية. ويجب ان نحصل على هاتين المجموعتين مع المعادلة.

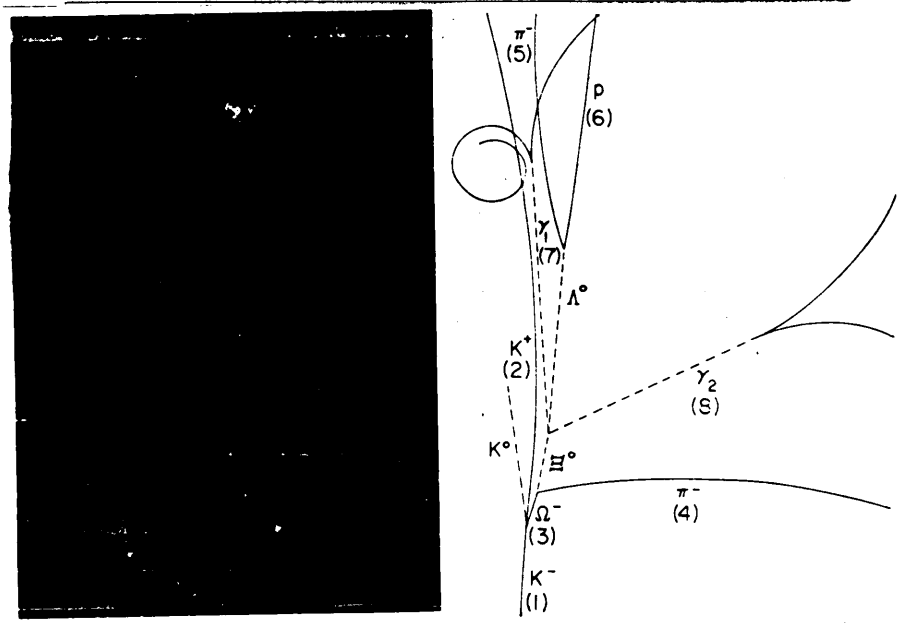
لقد بين التحليل امكانية وجود ثلاث وحدات اساسية يمكن ان تكون بالحقيقة دقائق اساسية تسمى الكواركات، اثنتين منها تمتلكان $I = (1/2)$ و $S = 0$ وواحدة منها تمتلك $I = 0$ و $S = 1$. واعدادها الكمية الكاملة هي:

كوارك Quark	I	S	Q	B	Y
A	1 / 2	0	2 / 3	1 / 3	1 / 3
B	1 / 2	0	- 1 / 3	1 / 3	1 / 3
C	0	- 1	- 1 / 3	1 / 3	- 2 / 3

الجدول 27 - 6

توليد الباريونات من اتحادات الكواركات

الكواركات			S	Q	I	M	Y	$\bar{Q}$	Q الكلية	B	الجسيم
A	A	A	0	2	$\frac{1}{2}$	2	1	$\frac{1}{2}$	1	1	—
					$\frac{3}{2}$	4	1	$\frac{1}{2}$	2	1	Δ^{++}
B	B	B	0	−1	$\frac{1}{2}$	2	1	$\frac{1}{2}$	1	1	—
					$\frac{3}{2}$	4	1	$\frac{1}{2}$	2	1	Δ^{-}
A	A	B	0	1	$\frac{1}{2}$	2	1	$\frac{1}{2}$	1	1	N^{+}
					$\frac{3}{2}$	4	1	$\frac{1}{2}$	2	1	Δ^{+}
A	B	B	0	0	$\frac{1}{2}$	2	1	$\frac{1}{2}$	1	1	N^{0}
					$\frac{3}{2}$	4	1	$\frac{1}{2}$	2	1	Δ^{0}
A	A	C	−1	1	0	1	0	0	0	1	—
					1	3	0	0	0	1	Σ^{+}
A	B	C	−1	0	0	1	0	0	0	1	Λ^{0}
					1	3	0	0	0	1	Σ^{0}
B	B	C	−1	−1	0	1	0	0	0	1	—
					1	3	0	0	0	1	Σ^{-}
A	C	C	−2	0	$\frac{1}{2}$	2	−1	$-\frac{1}{2}$	−1	1	Ξ^{0}
B	C	C	−2	−1	$\frac{1}{2}$	2	−1	$-\frac{1}{2}$	−1	1	Ξ^{-}
C	C	C	−3	−1	0	1	−2	−1	−1	1	Ω^{-}



الشكل 27 - 6 الصورة الاولى من حجرة الهيدروجين الفقاعية لبرووكهيفن تبين انتاج جسيمة Ω^-. يبين المخطط على اليمين تتابع الاحداث مبتدئاً باصطدام جسيمة $\underline{\bar{K}}$ سريعة الحركة (1) مع بروتون وانتاج جسيمة Ω^- (3)، جسيمة $\underline{K^+}$(2) وجسيمة K^0 غير المنظورة. وواضح ان Ω تتحلل الى π^- و ε°. وهذا هو نمط انحلال ممكن كما فسر في النص ان المسارات المنحنية غير المسماة هي لأزواج البوزيترون والالكترون المتكونة من اشعة كاما (7) و (8). ان تشخيص الجسيمات غير المعروفة يتم بتطبيق قوانين الحفظ لاحداث مختلفة الى ان تستنتج مواصفات الجسيمة (3). وهذه كانت مطلوبة عند التنبؤ بوجود الجسيمة Ω^-. (من قبل مختبر بروو كهيفن الوطني).

ان جميع الاتحادات الممكنة لهذه الكواركات الثلاثة موضوعة في الجدول 27 - 6 للباريون فقط، اي ان، ثلاثة كواركات تكون ضرورية لكل باريون كي تعطي $B = 1$. ونشاهد من الجدول 27 - 6 ان جميع الباريونات الاساسية الـ (13) الموجودة في الجدول (27 - 5) يمكن اشتقاقها. وهذا يبدو اكثر من تطابق حيث تؤكد بصورة اكبر بالحقيقة التي تتضمن امكانية اتحاد الكواركات وضديداتها في ازواج مثل تلك الحالات الثماني الاساسية للميزون المبينة في الجدول 27 - 4 التي يمكن اشتقاقها ايضاً. فالكواركات على مايبدو، خطوة اضافية نحو دقائق اساسية او اولية حقيقية، التي يمكن ان تتكون منها جميع الدقائق الاخرى، ولكن سنشاهد من الجدول (27 - 6) انه لايوجد مكان لاربعة باريونات اساسية اخرى. تلك الباريونات التي سوف نتوقعها من التناظر في اتحادات الكواركات. اضافة الى ذلك، ولكي تكتمل شحنات الباريون، يكون من الضروري اعطاء شحنة لكل كوارك اقل من الشحنة الالكترونية، مما يعني:

$$A + \tfrac{2}{3}e$$
$$B - \tfrac{1}{3}e$$
$$C - \tfrac{1}{3}e.$$

ومثالياً سيكون بالامكان تقليل الكواركات الثلاثية الى كوارك واحد، والاثنين الاخرين هما حالتان متهيجتان لدقيقة اساسية واحدة. ويحتمل ان يكون هذا تبسيط اكثر من اللازم للمسألة، ولكن اذا يمكن البرهنة على ان الكوارك A (مثلاً) بالحقيقة اساسي، فسوف تنشأ عدة اسئلة لان الشحنة الاساسية ستكون لذلك 1.067×10^{-19} كولوم بدلاً عن الشحنة الالكترونية 1.602×10^{-19} كولوم. واننا يجب ان نشرح لماذا تكون الشحنات بوحدات من 1.602×10^{-19} كولوم وليست بوحدات من 1.067×10^{-19} كولوم هي التي تظهر في الكون، على الرغم من ان هذا سوف لن يخالف ايا من المبادىء الفيزيائية المعروفة.

فالمحاولات تبذل الآن لايجاد الكواركات في مجالات الاشعة الكونية وفي بحوث المعجلات الكبيرة، لكن الصعوبات سوف تكون عظيمة. ويحتمل ان تكون كتلة الكوارك عالية جداً حيث سيتولد عنها اعداد كبيرة من الدقائق الاخرى. اذ يمكن ان تكون كتلة الكوارك (10 GeV). فاذا تتكون الكواركات نتيجة للاصطدامات البروتونية فان الطاقات النسبية قد تصل الى 1000 GeV(1 TeV) اذ يحتمل ان يكون ذلك ضرورياً الذي يعني البحث عن حادثات اشعة كونية بطاقات سقوط بروتونية تبلغ (10^{12} eV)! . ان المقطع العرضي لكل اصطدام سيكون واطئاً جداً وان دفق الاشعة الكونية بهذه الطاقة سيكون واطئاً جداً ايضاً، ولذلك فان احتمالية الحصول على كوارك طليق على صفيحة فوتوغرافية ستكون بالحقيقة صغيرة جداً. ويحتمل ان تنتج بالاخير حزمات بروتونية اكثر شدة من المعجلات حيث ان التفتيش عن الكواركات بدون شك سوف يزداد تركيزاً. وعلى كل حال، فان البحث عن شحنات (1 / 3 e) و (2 / 3 e) في الاشعاع الكوني لايزال مستمراً.

وبعد التقاط ما مجموعه عدة آلاف من الصور الفوتوغرافية لم يتم الحصول على أية حادثة تتضمن أية من الشحنات الكسرية هذه، حيث يقدر ان الدفق الكواركي هو اقل من نحو:

$$1{\cdot}5 \times 10^{-13}\ \text{quarks/(m}^2\text{s unit solid angle)}$$

لكلتا الشحنتين على ارتفاعات اعظم من 450m فوق مستوى البحر (5) كوارك في مليون سنة.

وهناك اقتراح ان النيازك يحتمل انها قد جمعت كواركات خلال حياتها في النظام الكوكبي البالغ ($4.5\ Ga = 4.5 \times 10^9\ a$). وان اجزاء من المادة الكونية كهذه قد وصلت الى الارض التي ربما انها احتوت شحنات اقل من الشحنة الالكترونية. وقد جربت محاولات لكشف هذه الشحنات دون الالكترونية في النيازك لكنها حتى الان لم توجد.

ان تركيز الكواركات في المادة صغير للغاية، ففي النيازك يقدر ان يكون هناك 10^{-17} كوارك في النوية الواحدة وواطئة لغاية 10^{-33} كوارك للنوية الواحدة في الهواء و 10^{-27} كوارك للنوية الواحدة في ماء البحر.

فكشف وتشخيص هذه الشحنات دون الالكترونية، من الواضح، يدعو الى مقدار عظيم من الابداع التجريبي.

الاستنتاجات:

ان تعددية الدقائق تجعل الامر واضحاً، لان الكلمات اساسية واولية ليست لها معنى بمفهومها الاصلي. وبالحقيقة يمكن ان نناقش ان رنيناً بعمر 10^{-23} ثانية فقط لايمكن ان يعتبر كدقيقة مطلقاً! وان تطبيق الرياضيات للتناظر الوحدوي قد تعطي بعض المعنى الى الدقائق وخصائصها. وعندما يطبق التناظر الوحدوي على الكواركات تنتج بعض قوانين الحفظ التي درسناها. فالتناظر الوحدوي يتنبأ بحفظ الكوارك في اصطدام، وهذا يقود الى حفظ الشحنة (Q) للشحنة الفوقية (Y) وعدد باريوني (B) ومتساوي التدويم (البرم) I، لكنها تتحقق للتفاعلات الشديدة فقط..

ان الطرق التناظرية الوحدوية الاكثر حنكة تدرس والتي تتضمن تدوماً اعتيادياً (J) كمتغير. فاذا كان كل هذا يقود الى استنتاج إن المادة تتكون من كواركات ذات طاقة ترابطية عالية جداً. فهل ان هذا سوف يعد كوضع رذرفورد ـ بور جديد في عالم فيزياء جديد كلياً؟ والعالم الحقيقي هو غير محدود ومتناه في الصغر كليهما، وان امكانية الكوسارات في طرف من المقياس والكواركات في الطرف الآخر يجعل دراسة تركيب الكون مسألة مثيرة. وحتى هذا، فالمسألة الاكثر اهمية في الفيزياء الحديثة هي فهم تركيب الذرة بصورة كاملة. ففي الوقت الحاضر، وبدلاً من اظهار كيفية بناء العالم المادي من مركباته الذرية اذ يبدو اننا نكسر الذرات نفسها الى اجزاء اصغر فاكثر تناهي في الصغر، الى شظايا سريعة الزوال، متطلبين بذلك مكائن اكبر واكبر لتنتج دقائق اكثر واكثر.

ونلخص بالفقرة:

«يحتمل ان تتماسك الان الدقائق المادية الاصغر بأقوى التجاذب لتكون بذلك دقائق اكبر ولكن بتأثير اضعف، وان عدداً من هذه الاخيرة يحتمل تماسكه لتكوين دقائق اكبر ولكن بتأثير اكثر ضعفاً، وهكذا الاجيال متعاقبة، حتى تنتهي المتوالية بالدقائق الاكبر التي تعتمد عليها العمليات في الكيمياء والالوان في الاجسام الطبيعية، والتي بتماسكها المتجانس تكون اجساماً ذات جرم معقول».

«ولذلك يوجد في الطبيعة عوامل تستطيع ان تجعل الدقائق ذات اجسام تلتصق سوية بتجاذبات شديدة جداً. وان العمل الفلسفي التجريبي يكتشفها»*.

من قال هذا؟ ولماذا؟، اسحق نيوتن، طبعاً!

---

* Quoted by W.F. Weisskopf in Science, 149, p.1181, 10th seprember, 1965, from Newtons Opticks, p.34g, Dover, New York (1952).

مسائل

27 - 1 اعمل قائمة بجميع الدقائق المتعادلة واكتب النواتج الممكنة لعملية اصطدام بطاقة عالية؟ طبق قوانين الحفظ لتجد النواتج المشاهدة في هذا الاصطدام.
انظر الشكل (26 - 10) للصورة الفوتوغرافية.

27 - 2 ميز بين البوزون والفيرميون والميون والليبتون والهادرون والباريون والميزون والنيوكليون (النوية) والهايبيرون، كيف ستصف الكاوون المتعادل ودقائق لامبدا؟

27 - 3 دقيقة معينة يرمز لها بـ N° 1688 MeV، فما هذه الدقيقة؟
كيف تمت مشاهدتها؟ اكتب اعدادها الكمية؟

27 - 4 اي من هذه التفاعلات التالية يكون ممكناً؟ برر الاختيار

$$n^0 \longrightarrow p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$$
$$\pi^- + p^+ \longrightarrow \Xi^- + K^+ + K^0$$
$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$$
$$\pi^- + p^+ \longrightarrow \Sigma^+ + K^-$$
$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_e$$
$$p^+ \longrightarrow e^+ + \gamma$$
$$p^+ + \pi^- \longrightarrow \Lambda^0 + K^0$$
$$p^+ + p^+ \longrightarrow 2n^0 + 2e^+$$

27 - 5 طبق قوانين الحفظ على التفاعلات التالية، ثم انتخب تلك التي يمكن مشاهدتها.

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \nu_e + \tilde{\nu}_e$$
$$\mu^- \longrightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$$
$$\pi^- + p^+ \longrightarrow \Xi^- + K^+ + K^0$$
$$\pi^- + p^+ \longrightarrow \Lambda^0 + K^0$$
$$\pi^- + p^+ \longrightarrow \tilde{\Xi}^- + \Xi^- + n^0$$
$$\tilde{\nu}_\mu + p^+ \longrightarrow n^0 + \mu^+$$
$$K^+ \longrightarrow \pi^- + 2e^+$$
$$K^- + n^0 \longrightarrow \Lambda^0 + \pi^-$$
$$\pi^- + p^+ \longrightarrow \Lambda^0 + \pi^-$$
$$\pi^+ + n^0 \longrightarrow K^+ + K^0$$

27 - 6 اي من قوانين الحفظ قد تم خرقه في التفاعلات التالية؟

$$\tilde{\nu}_e + p^+ \longrightarrow n^0 + e^+$$
$$\mu^- \longrightarrow e^- + \gamma$$
$$\pi^+ + n^0 \longrightarrow \Lambda^0 + K^+$$
$$\pi^+ + \tilde{p}^+ \longrightarrow \Sigma^{+-} + K^-$$
$$\pi^+ + \tilde{p}^+ \longrightarrow \tilde{\Sigma}^- + \pi^-$$
$$\Xi^- \longrightarrow 2\pi^- + p^+$$
$$K^- + p^+ \longrightarrow \Sigma^- + \pi^+$$
$$\tilde{\Sigma}^- + p^+ \longrightarrow K^+ + \pi^+$$
$$\tilde{\Sigma}^- + p^+ \longrightarrow \pi^+ + \pi^+$$

27 - 7 ناقش حقيقة الدقائق الرنينية؟

الملحق A

وحدات النظام العالمي S. I. Units

نلخص هنا النظرية الاساسية الكهربائية والمغناطيسية المطلوبة في هذا الكتاب. اما بخصوص البراهين للمعادلات المذكورة فعلى الطالب ان يراجع الكتب المنهجية القياسية في الكهربائية والمغناطيسية. ان النظرية الاساسية تناقش بدلالة نظام الوحدات العالمي .S. I ولذلك فان هذا الملحق يعادل مقرراً تعليمياً في التحويل لأولئك العارفين بالكهربائية تماماً بدلالة الوحدات .c.g.s. فقد برهن النظام العالمي S.I على انه نافع خصوصاً عندما نتعامل مع المسائل والحسابات في الفيزياء الذرية.

ان الوحدات الاساسية في الفيزياء الكلاسيكية هي الغرام وحدة الكتلة، والسنتمتر وحدة الطول، والثانية وحدة الزمن. فمن هذه الوحدات الثلاث يمكن ان تشتق جميع الوحدات الاخرى في الميكانيك وبذلك يكون لدينا نظام السنتمتر ـ غرام ـ ثانية او نظام الوحدات c.g.s.

فالصعوبات الحقيقية مع النظام c.g.s تبدأ بالظهور عندما يحاول المرء ان يمده ليشمل وحدات الكهربائية. ولذلك فان وحدة اضافية ستكون مطلوبة حيث تنشأ انظمة مختلفة بالاستناد الى اختيار هذه الوحدة. واحدى هذه الطرق تستند الى القوة الكهروستاتية بين شحنتين، تؤدي الى نظام الوحدات الكهروستاتية (e.s.u) بينما يستند النظام الرئيسي الآخر الى قانون القوة بين مايسمى قطبين مغناطيسيين ويؤدي الى نظام وحدات الكهرومغناطيسية (e.m.u). وقد ادخل تعقيد آخر عندما طور المهندسون نظاماً عملياً للوحدات (مثل الفولت، الأمبير، الجول، الواط الخ). وهكذا فان الطالب يمكن ان يواجه مهمة تعلم الانظمة الثلاثة للوحدات والعلاقات بينها. وهذا يمثل تضاعفاً في الجهود خطيراً جداً ويحول موضوع الكهربائية الى صعوبة غير ضرورية. وهكذا فالشحنة التي يحملها الالكترون هي 4.8×10^{-10} e.s.u و 1.6×10^{-20}e.m.u أو 1.6×10^{-19} كولوم استناداً الى الانظمة المستعملة.

إنه من الواضح ان يكون امر مرغوباً فيه ان يمتلك نظاماً واحداً فقط من الوحدات للاستعمال العام. وبسبب رأس المال الكثير، مالياً وفكرياً الموظف في الوحدات العملية (أي الصناعة الكهربائية)، فمثل هذا النظام فقط يمكن ان يمتلك فرصة معقولة من القبول العام. ففي وقت مبكر (1901) اشار جيورجي الى ان الوحدات الاساسية للكتلة والطول قد تغيرت الى الكيلو غرام والمتر تاركة الوحدة الثالثة «الثانية» بدون تغيير وان تبسيطاً عظيماً سوف يتبع ذلك. فقد قادت هذه التغييرات حالاً الى الوحدات الميكانيكية العملية بالنظام المتري مثل الجول والواط. اضافة الى ذلك يمكن اختيار وحدة كهربائية اساسية رابعة كي تتحول الكهربائية المشتقة الى وحدات عملية ايضاً. وهكذا يصبح لدينا نظام المتر ـ الكيلو غرام ـ الثانية (S.I) الذي يكون منفرداً ومتماسكاً وملائماً كنظام وحدات ينطبق على جميع فروع الفيزياء.

بتطوير هذا النظام اولاً لوحدات الميكانيك لدينا الكتلة $M = 1$ kg، والطول $L = 1$ m والزمن $T = 1$ s. وان التعجيل بسبب الجاذبية الارضية (g) يصبح 9.81 m / s^2. وعندما تقاس كثافة الماء في الكيلو غرامات بالمتر المكعب، لذلك تصبح $D = M / \upsilon = 10^6$ g / m^3 $= 10^3$ kg / m^3. وهكذا فان كثافة الماء هي 1000 kg / m^3، لكن الوزن النوعي، لكونه نسبة، يبقى مساوياً (1.0). وباستعمال قانون نيوتن الثاني في الحركة نحن نعرف ان القوة هي حاصل ضرب الكتلة والتعجيل، ولذلك فان وحدة القوة هي بالضبط (وحدة الكتلة) × (وحدة التعجيل).

$$1 \text{ S.I. unit of force} = 1 \text{ kg} \times 1 \text{ m/s}^2$$
$$= 10^3 \text{ g} \times 10^2 \text{ cm/s}^2$$
$$= 10^5 \text{ dynes.}$$

وهكذا فان وحدة القوة في النظام العالمي S.I، التي سميت النيوتن، تكون مساوية الى 10^5 داين او 100 غرام وزناً تقريباً. وان وحدة الشغل او الطاقة في النظام العالمي S.I تعطى عندما يؤثر نيوتن واحد خلال متر واحد وتساوي الى (1 نيوتن) × (1 متر) = 10^5 داين × 10^2 سنتمتر = 10^7 ارك = 1 جول. وهي الوحدة العملية للشغل في النظام المتري. وبالمثل فان وحدة S.I للقدرة هي (جول) واحد في الثانية التي هي واط واحد، الوحدة العملية ايضاً.

فان قوانين الكهربائية والمغناطيسية مشتقة من قوانين اساسية ثلاثة، وهي تجريبية بالاصل. فقانون القوة F بين الشحنتين الكهربائيتين Q_1 و Q_2:

$$F = \frac{Q_1 Q_2}{\alpha d^2} \quad \text{(في الفراغ)}$$

حيث (d) هي المسافة الفاصلة و (α) هي ثابت. وقانون القوة بين قطبين مغناطيسيين افتراضيين m_1 و m_2 هو:

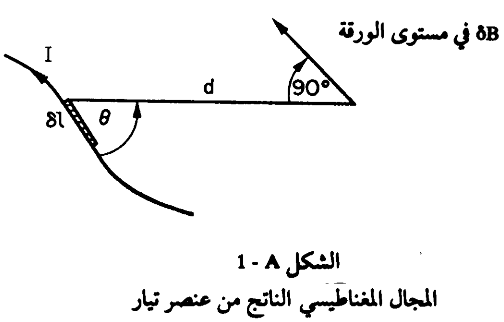
$$F = \frac{m_1 m_2}{\beta d^2} \quad \text{(في الفراغ)}$$

حيث (β) هو ثابت آخر. فقانون بيوت - سافارت يعطي المجال المغناطيسي (δB) بسبب مرور تيار (I) في موصل طوله (δl) على مسافة (d) كما في الشكل (A - 1).

$$\delta B = \frac{I\, \delta l . \sin\theta}{\gamma d^2} \quad \text{(في الفراغ)}$$

γ هو ثابت آخر.

وهكذا يكون لدينا ثلاثة ثوابت أساسية (α) و (β) و (γ) وان الانظمة المختلفة من الوحدات تكون ممكنة استناداً الى القيم المختارة لهذه الثوابت. وان بعض هذه الامكانيات مبينة في الجدول (A - 1) حيث ان (ϵ_0) هو ثابت يعرف بانه مجاوزية الفراغ، (μ_0) هو ثابت آخر، الانفاذية المطلقة في الفراغ و (c) هي سرعة الضوء في الفراغ الحر.



الشكل A - 1
المجال المغناطيسي الناتج من عنصر تيار

الجدول A - 1

الوحدات		α	β	γ
c.g.s.	e.s.u.	1	$\frac{1}{c^2}$	1
	e.m.u.	$\frac{1}{c^2}$	1	1
S.I.	u.S.I.	ϵ_0	μ_0	$\frac{1}{\mu_0}$
	r.S.I.	$4\pi\epsilon_0$ $\left(=\frac{1}{9\times10^9}\right)$	$4\pi\mu_0$ $\left(=\frac{16\pi^2}{10^7}\right)$	$\frac{4\pi}{\mu_0}$

ومن الجدول (A - 1) نرى كيف ان النظام c.g.s ينتج وحدات e.s.u و e.m.u بينما النظام العالمي S.I يمكن ايضا ان يعطي مجموعتين من الوحدات غير المنطقية (u.S.I) او المنطقية (r.S.I)، وعموماً تكون الاخيرة مفضلة لانها تقود الى معادلات تكون فيها (4π) مصاحبة للتناظر الكروي و (2π) للتناظر الاسطواني وبدون (π) مع التناظر المتعامد. وكمثال فان السعات لمختلف اشكال المكثفات موضحة في الجدول (A - 2) حيث:

A = مساحة الصفائح المفصولة بمسافة (d)

ι = طول الاسطوانات التي انصاف اقطارها (a) و (b)

b,a = انصاف اقطار المكثفات الكروية.

ϵ_0 = مجاوزية الفراغ

اذ يستطيع المرء ان يقدم لماذا كان الفيزياويون متباطئين لتبني النظام S.I بثوابته الاساسية غير الانيقة. وهذه نشأت لاننا سلمنا تماماً الى المقادير في الوحدات العملية الكهربائية ولذلك فاننا مجبرون لقبول هذه القيم غير الملائمة نوعا ما.

الجدول A - 2

	منطقية	غير منطقية
المستوي	$\frac{A\epsilon_0}{d}$	$\frac{A\epsilon_0}{4\pi d}$
اسطوانية	$\frac{2\pi l\epsilon_0}{\ln b/a}$	$\frac{l\epsilon_0}{2\ln b/a}$
كروي	$\frac{4\pi ab\epsilon_0}{b-a}$	$\frac{ab\epsilon_0}{b-a}$

حيث ان القيم لكل من ($4\pi\epsilon_0$) و ($4\pi\mu_0$) مذكورة في الجدول (A - 1) وسوف نبين الان كيف تشتق هذه القيم من تعاريف الثوابت الاساسية في (e.s.u) لدينا، باستعمال قانون القوة بين الشحنات:

$$1\ \text{dyne} = \frac{(1\ \text{e.s.u.})\times(1\ \text{e.s.u.})}{(1\ \text{cm})^2} \quad \text{(في الفراغ)}$$

ويتذكر ان (1) داين هو (10^{-5}) نيوتن وان (1esu) = ($1/3\times10^9$) كولوم لدينا بوحدات (r.S.I):

$$10^{-5}\text{ newtons}=\frac{\left(\frac{1}{3\times10^9}\text{ coulomb}\right)\times\left(\frac{1}{3\times10^9}\text{ coulomb}\right)}{4\pi\epsilon_0\left(\frac{1}{10^2}\text{metre}\right)^2}$$

$$4\pi\epsilon_0=\frac{1}{9\times10^9}$$

وان وحدات (ϵ_0) هي $(\text{coulomb})^2\times(\text{newton})^{-1}\times(\text{meter})^{-2}$ التي تكافؤ فاراد بالمتر الواحد.

في المناقشة اعلاه، عرفنا كمية S.I الرابعة، الكولوم، بدلالة الشحنة e.s.u. وبما ان التيار هو المعدل الزمني للتغير في الشحنة، نرى ان وحدة التيار في النظام العالمي S.I هي الكولوم بالثانية والتي هي الامبير. وبالحقيقة فقد استعمل الامبير باعتباره الكمية الاساسية الرابعة، وعرف من قبل اللجنة العالمية للاوزان والمقاييس في 1946 كـ «ذلك التيار الذي يسري خلال سلكين رفيعين غير متناهي الطول، متوازيين ومفصولين بمسافة متر واحد في الفراغ، فينتج قوة بين السلكين مقدارها 2×10^{-7} نيوتن بالمتر طولاً. والمعادلة لهذه القوة F قد تكون مشتقة من قانون بيوت ـ سافارت وتأخذ الصيغة التالية:

$$F=\frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d}$$

حيث ان I_1 و I_2 هما التياران اللذان يسريان في السلكين و (d) هي المسافة الفاصلة بينهما. ويمكننا تعريف التيار المذكور اعلاه من حساب قيمة μ_0 (الانفاذية المطلقة في الفراغ) وهكذا يكون لدينا:

$$(2\times10^{-7}\text{ newton})=\frac{\mu_0\times(1\text{ amp})\times(1\text{ amp})}{2\pi\times(1\text{ metre})}$$

ومنها تكون: $\mu_0=4\pi\times10^{-7}$ newton $(\text{coulomb})^{-2}$ $(\text{second})^2$ or henry/m.

ان حاصل ضرب الثابتين الاساسيين ϵ_0 و μ_0 مهم جدا في النظرية الكهرومغناطيسية. ويمكن ايجاده عددياً كما يلي:

$$\mu_0\epsilon_0=\frac{4\pi}{10^7}\times\frac{1}{4\pi\times9\times10^9}=\frac{1}{9\times10^{16}}$$

$$=\frac{1}{(3\times10^8)^2}$$

$$\frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}}=3\times10^8=$$

حيث يظهر التحليل ان $1/\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$ ليست مساوية عددياً الى سرعة الضوء في الفراغ الحر فقط، وانما تأخذ وحدات السرعة بالامتار بالثانية ايضا. ولذلك يمكننا كتابة:

$$\frac{1}{\mu_0\epsilon_0}=c^2$$

وهي العلاقة التي تم الحصول عليها اصلاً بوحدات c.g.s من قبل ماكسويل.

ماسبق يمثل الطريقة التقليدية لفهم الموضوع لاغراض تدريس الكهربائية والمغناطيسية ويبين كيف ان وحدات S.I ترتبط بالانواع المختلفة لوحدات c.g.s والوحدات العملية.

ويجب البرهنة على ان وحدات النظام العالمي (S.I) ستكون مساعدة لاولئك العارفين تماماً بالكهربائية بدلالة وحدات c.g.s. وهذا الفهم، على كل حال؛ يتضمن مفهوم الاقطاب المغناطيسية الحرة (الطليقة) التي يعتقد بانها غير موجودة حقيقة وان القوى المغناطيسية، بالحقيقة، تعود الى القوى بين التيارات الكهربائية.

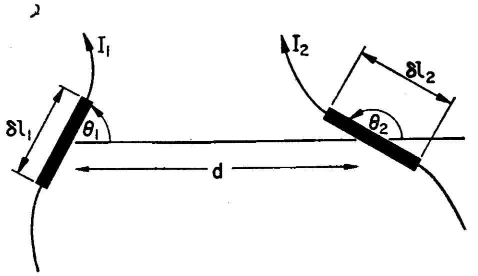
ان الفهم الحديث لتدريس الكهربائية، وكذلك المقترح الوارد في تقرير الجمعية الثقافية العلمية في سنة 1966 حول تدريس الكهربائية، يتجنب استعمال الاقطاب المغناطيسية ويستعيض عن قانون القوة بين قطبين مغناطيسيين بواحدة بين جزئي تيار كما مبينة في الشكل (A - 2). اذ يأخذ القانون الصيغة التالية:

$$\delta F = \frac{I_1 \delta l_1 \sin\theta_1 I_2 \delta l_2 \sin\theta_2}{\kappa d^2}$$

وتنتج عنه المعادلة:

$$F = \frac{2I^2}{\kappa d^2}$$

لايجاد القوة بين موصلين طويلين غير متناهيين ومفصولين بمسافة (d). وهذه المعادلة تمكن من تعريف الامبير وحساب قيمة الثابت k.



الشكل A - 2
تفاعل عنصرين يحملان تيار كهربائي

فقانون القوة بين الشحنتين الكهربائيتين،

$$F = \frac{Q_1 Q_2}{a d^2}$$

يحتفظ به ويعرف الكولوم. وبعد ان عرفنا كل من الامبير والكولوم فان هاتين الوحدتين ترتبطان بمعادلة ثالثة:

$$I = \lambda \frac{dQ}{dt}$$

حيث ان (λ) هو ثابت ثالث، ويساوي واحد في نظام وحدات S.I فهذه القوانين الثلاثة تعوض عن تلك الثلاثة التي تطور عنها المنطق التقليدي في الكهربائية ومثلها تستند على التجربة. باستعمال وحدات S.I تكون قيم الثوابت الثلاثة α و k و λ على التوالي: $k = \mu_0/4\pi = 10^{-7}, \alpha = 4\pi\epsilon_0 = 1/(9 \times 10^9)$ و $\lambda = 1$.

إن المجال المغناطيسي، مثل المجال الكهربائي، ادخل لييسط الحسابات ولكي يساعدنا على تصور التأثير من مسافة معينة. فالمجال الكهربائي يعرف بانه القوة الميكانيكية المسلطة على وحدة الشحنة وباسلوب مشابه، يعرف المجال المغناطيسي الذي كثافة دفقه δB بانه القوة المسلطة على وحدة جزء التيار العمودي على الخط الواصل بين جزئي التيارين كي يكون $I_2 = 1, \delta l_2 = 1$ و $\sin\theta = 1$ (شكل A - 2) فينتج:

$$\delta B = \frac{I_1 \delta l_1 \sin\theta_1}{kd^2}$$

و يجب ان لايكون هناك اشتباه بين (B) والمجال المغناطيسي (H) الذي يعرف بالطريقة التقليدية على انه القوة المسلطة على وحدة القطب الشمالي. ولهذا السبب سوف نشير دائماً الى B باعتبارها كثافة الدفق المغناطيسي (أو الحث المغناطيسي). ونعود لنعوض في المعادلة الاصلية للقوة بين جزئين ضئيلين من التيار، نحصل على:

$$\delta F = \delta B I_2 \delta l_2 \sin\theta_2.$$

وهكذا نحصل على معادلة للقوة على جزء ضئيل من التيار في مجال مغناطيسي كثافة دفقه δB. فاذا اعتبرنا الان ان التيار يتكون من دقائق مشحونة متحركة التي يوجد منها n بالمتر وكل منها يحمل الشحنة (e) كولوم ويمتلك سرعة v متر بالثانية، فيكون لدينا $I = nev$ إمبير، والقوة δF المسلطة على متر واحد من الموصل هي:

$$\delta F = \delta B nev \sin\theta$$

وتصبح القوة على دقيقة مشحونة منفردة:

$$\delta F = \delta B ev \sin\theta.$$

إن نظام الوحدات S.I الذي تم اقتراحه من الاتحاد الدولي للفيزياء النظرية التطبيقية، يتألف من وحدات النظام m.k.s المنطقية الاصلية سوية مع اسماء الوحدات المقترحة والحدود المتفق عليها لمضاعفات وكسور هذه الوحدات.

ان كميات S.I الاساسية الاربع سوية مع الوحدات المقابلة لها ورموزها هي:

m	المتر	(meter)	الطول	(length)
kg	الكيلوغرام	(kilogram)	الكتلة	(mass)
S	الثانية	(Second)	الزمن	(time)
A	الامبير	(ampere)	التيار الكهربائي	(electric current)

أما الثرموداينميك والمضوائية (قياسات الضوء) فتدخلان وحدتين اضافيتين :

temperature	درجة الحرارة	degree Kelvin	درجة كلفن	°K
luminous intensity	شدة الاضاءة	candela	شمعة	cd.

اما الوحدات الاضافية التالية في النظام S.I فلها اسماء ورموز خاصة :

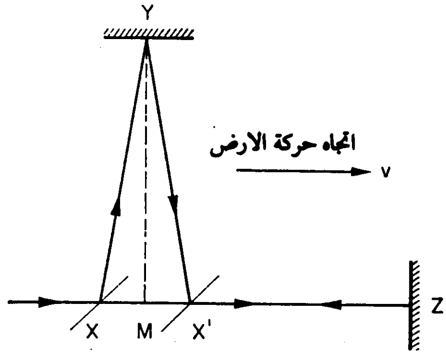
frequency	التردد	Hertz	هيرتز	Hz
force	القوة	newton (= kg.m.s^{-2})	نيوتن	N
energy	الطاقة	Joule (= kg.m^{2}.S^{-2})	جول	J
power	القدرة	watt (= J.S^{-1})	واط	W
charge	الشحنة	Coulomb	كولوم	C
Potential difference	فرق الجهد	Volt (= W.A^{-1})	فولت	V
Capacitance	السعة	farad (= CV^{-1})	فاراد	F
inductance	المحاثة	henry (= VSA^{-1})	هنري	H
resistance	المقاومة	Ohm (= V.A^{-1})	أوم	Ω
Magnetic flux	الدفق المغناطيسي	weber (= VS)	ويبر	Wb
Magnetic flux density	كثافة الدفق المغناطيسي	tesla (= wb.m^{-2})	تسلا	T

ولقد تم ايضاً اقتراح مضاعفات واجزاء الوحدات الاساسية التي يجب ان تكون بخطوات (10^3) اما المضاعفات (10^2) و (10) و (10^{-1}) فيجب تجنبها عموماً. واما المضاعفات التالية مع اسمائها ورموزها فقد تم اقتراحها:

Multiplication factor معامل الضرب	Prefix الاسم	Symbol الرمز
10^{12}	تيرا tera	T
10^{9}	كيكا giga	G
10^{6}	ميكا mega	M
10^{3}	كيلو kilo	K
10^{-3}	ميللي milli	m
10^{-6}	مايكرو micro	μ
10^{-9}	نانو nano	n
10^{-12}	بيكو pico	p
10^{-15}	فيمتو femto	f
10^{-18}	أتو atto	a

الملحق B
النظرية النسبية

سوف توصف النظرية النسبية بتفصيل يكفي فقط لتوضيح ان طبيعة الادلة التي ادت الى تكوين علاقة بين الكتلة والسرعة وتتضمن ان الكتلة والطاقة هما متكافئتان. فقد اقترحت تجارب عديدة وتم اجراؤ ها للكشف عن حركة الارض خلال الاثير. وان الفشل في مثل هذه التجارب قد بلغ ذروته في النظرية النسبية لآينشتاين.



الشكل B - 1 تجربة مايكلسون - مورلي

ربما كانت اكثر التجارب التي احتفي بها، تلك التي اجريت من قبل مايكلسون ومورلي في سنة 1897 حيث استخدما فيها مقياس التداخل لمايكلسون. فقد بينت التجربة على مقارنة الازمنة المطلوبة لموجتين ضوئيتين كي تقطعا مسافات متساوية على طول مسارات متجهة بصورة موازية وعمودية على اتجاه حركة الارض في الفضاء.

فالضوء ينقسم الى حزمتين بواسطة مرآة نصف مطلية بالفضة في X كما في الشكل (B - 1). اذ تذهب احدى الحزمتين فوق اتجاه حركة الارض بالمسار XYX' ، فعندما تتحرك المرآة المسافة XX' خلال نفس الزمن. ويذهب النصف الآخر من الحزمة الى المرآة (Z) المتنقلة بموازاة حركة الارض. فالازمنة المستغرقة من قبل الحزمتين يمكن مقارنتها بملاحظة اهداب التداخل التي تتكون عندما تتحد الحزمتان مرة اخرى. وسوف يظهر فرق الزمن بين المسارين كأنه ازاحة الاهداب عندما يدور الجهاز باستمرار. ويعطى الزمن المستغرق للمسار XZX' بـ:

$$t_1 = \frac{d}{c+v} + \frac{d}{c-v} \text{ where } d = MZ = MY \text{ and}$$

و v هي سرعة الارض بالنسبة الى الاثير. ويصبح الزمن المستغرق بعد التبسيط: $2dc / (c^2 - v^2)$.
اما الزمن الذي يستغرقه الضوء كي ينتقل مسافة XZX' حيث يعطى الفرق التقريبي بالمقدار:

$$t_1 - t_2 = \frac{2d}{c}\left(1+\frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{2d}{c}\left(1+\frac{v^2}{2c^2}\right) = \frac{dv^2}{c^3}.$$

ولدهشتهما، لم يشاهدا اية ازاحة هدبية. على الرغم من ان المعدات التي استخدماها كانت لها القدرة على التحسس بازاحة اقل من عشر المقدار المتوقع.

لقد فشلت تجارب مماثلة كلها ضوئية وكهربائية، ان تظهر اي تأثير موجب لحركة الارض في الاثير. وطبقاً لشرح فيتزجيرالد ولورنتس، فقد صاغ آينشتاين في سنة 1905 فرضيته التي تستند عليها النظرية النسبية الخاصة وهذه الفرضية هي:

(1) قوانين الفيزياء هي نفسها لجميع الانظمة التي تمتلك حركة انتقالية، منتظمة بالنسبة لبعضها البعض الآخر. فالناظر لايمكن لذلك ان يكشف حركة النظام بالمشاهدات المحصورة في النظام.

(2) سرعة الضوء في اي مستوى قياسي معطى، لاتعتمد على سرعة المصدر. وان ماتتضمنه هذه الفرضيات بعيدة المنال وبعض الدلائل على الرغم من اهميتها سوف تعطى الان طالما انها تؤثر على افكارنا المتعلقة بالذرة. وسوف ندرك ان النظرية النسبية الخاصة هي محدودة للانظمة التي تتحرك بسرعة منتظمة بالنسبة لبعضها الاخر. ان الانظمة التي تتحرك بتعجيل تتطلب النظرية النسبية العامة التي جاءت بعد عشر سنوات. ان اعتباراتنا ستكون محدودة بالنظرية الخاصة التي تتحرك فيها الانظمة بسرعة نسبية منتظمة.

لنعتبر الآن مجموعتين من المحاور S و S′ (الشكل B - 2)، المجموعة الاولى ثابتة والاخيرة متحركة بالنسبة للاولى بسرعة منتظمة (υ) على طول اتجاه المحور (x). بالاضافة الى ذلك، لندع نقطتا الاصل 0 و ′0 تتطابقان في لحظة معينة حيث t = t′ = 0. ولنعد اولاً النقطة (p) واحداثياتها بالنظامين هي (x,y,z,t) و (x′,y′,z′,t′) بعد فترة زمنية t و t′ حيث يمكننا ان نحول من احد الانظمة (S) الى النظام الآخر (S′) بمجموعة من المعادلات هي:

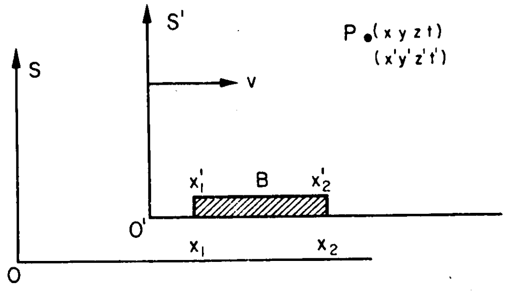
$$x' = x - vt \; y' = y, \; z' = z \text{ and } t' = t.$$

حيث ان هذه الروابط «المنطقية» او «النيوتونية ـ نسبة الى نيوتن» بين النظامين. ولنفترض الآن انه في اللحظة التي تتطابق فيها نقطتا الاصل تنشأ موجة ضوئية في 0 و ′0. ففي النظام الثابت سوف تقع S (جبهة الموجة) على كرة معرفة بالمعادلة: $x^2 + y^2 + z^2 = c^2 t^2$، حيث ان c هي سرعة الضوء. ويحق لنا الان ان نعيد كتابة هذه المعادلة في نظام المحاور (S′) كما يلي: $(x' + \upsilon t)^2 + y'^2 + z'^2 = c^2 t'^2$. وعلى كل حال، فان هذه الحالة لم تعد كرة كما تتضمنها الفرضية الثانية للنظرية النسبية. اضافة الى ذلك، فانها تقترح انه بقياس سرعة الضوء في عدد من الاتجاهات يجب ان يكون بالامكان من ناحية المبدأ تعيين السرعة في النظام S′.

ان النظرية النسبية تتطلب ان تكون جبهة الموجة في النظام S′ كرة ايضا. وتعطى بالمعادلة $x'^2 + y'^2 + z'^2 = c^2 t'^2$، وهذا واضح الاستحالة اذا نصر على استعمال معادلات التحويل النيوتونية. لكي تعطي جبهة موجة كروية بالنظام S′ ايضا، فاننا نحتاج الى مجموعة جديدة من المعادلات، اي $x' = \beta (x - \upsilon t)$, $y' = y$, $z' = z$, و $t' = \beta (t - \upsilon x / c^2)$ حيث ان $\beta = 1 / (1 - \upsilon^2 / c^2)$. وهذا يجب ان يتحقق منه القارىء. اضافة الى ذلك، اذا يرغب المرء في التحويل من S′ ليعود الى S، تصبح المعادلات التحويلية:

$$x = \beta(x' + vt'), \; y = y' \; z = z' \quad \text{و} \quad t = \beta(t' + x'v/c^2)$$

وهي تعرف بمعادلات تحويل لورنتس.



الشكل B - 2 الحركة النسبية لمجموعتين من المحاور

بعض الاستنتاجات المهمة تتبع حالاً من معادلات لورنتس، فمثلاً، اذا تحدث حادثتان بصورة آنية في النظام (S) بحيث ان $t_1 = t_2$ في $t'_1 = \beta (t_1 - vx_1 / c^2)$ وفي $t'_2 = \beta (t_2 - vx_2 / c)$ في النظام Ś وانها لذلك آنية في النظام 'S فقط عندما تكون $x_1 = x_2$. واضافة الى ذلك، اذا تحصل الحادثتان في الزمن t_1 و t_2 في نفس المكان (x) في النظام S، فان الفسحة الزمنية بين هاتين الحادثتين مقاسة في النظام 'S تعطى بالمعادلة:

$$t_1' - t_2' = \beta(t_1 - vx/c^2) - \beta(t_2 - vx/c^2) = \beta(t_1 - t_2)$$

وبما ان β اكبر من الواحد بقليل فان الفترة الزمنية $t'_1 - t'_2$ في 'S هي اطول بقليل من تلك التي في النظام S. وهكذا فان الزمن يبدو وكأنه اخذ بالتباطؤ في النظام 'S عندما يشاهد بواسطة مراقب في حالة سكون في النظام S. وبالمثل يمكن ان نبين ان الزمن في النظام S يبدو وكأنه قد طال الى نفس الحد بالنسبة لمراقب يتحرك مع النظام 'S.

لو فرضنا ان عموداً (B) هو في حالة سكون في النظام 'S ويتحرك بسرعة (v) نسبة الى (S) كما مبين في الشكل (2-B) فطول العمود يعطى بـ ($x'_2 - x'_1$) في النظام (S)، كيف اذاً تربط هذه مع بعضها؟ يجب علينا ان نتصور مراقب في النظام S ولديه مسطرة قياس، وكلما يتحرك (B) ماراً به يؤشر المواقع x_1 و x_2 لنهايتي العمود بنفس اللحظة. وباستعمال معادلات التحويل يكون لدينا:

$$x_2 - x_1 = \beta[(x_2' - x_1') + v(t_2' - t_1')]$$

و: $t'_2 - t'_1 = \beta (t_2 - t_1) - \beta v (x_2 - x_1) / C^2$. ولكن بما ان القراءات كانت آنياً في S، $(t_2 - t_1) = 0$ ولذلك فان:

$$x_2 - x_1 = \beta[(x_2' - x_1') - \beta v^2(x_2 - x_1)/c^2].$$ وهذا يتبسط الى:

$x_2 - x_1 = (x'_2 - x'_1) / \beta$ وبما ان $\beta > 1$، فهذا يتضمن ان:

$(x_2 - x_1) < (x'_2 - x'_1)$ مبينة ان طول العمود (B) كما يرى من قبل مراقب في S سوف يقصر بنسبة (β:1).

فاذا نعود الان لحظة الى تجربة مايكلسون ـ مورلي نشاهد مباشرة ان هذا هو المقدار الذي يجب ان

يتقلصه ذراع مقياس التداخل تماماً كي يعطي النتيجة الصفرية، متذكرين ان زمن انتقال الضوء على طوال الذراع (d_1) عمودياً على الحركة: $t_1 = 2d_1 / (c^2 - v^2)^{1/2}$ وعلى طول الذراع (d_2) الموازي للحركة يعطى بـ ($t_2 = 2d_2 c / (c^2 - v^2)$)، وان التجربة تعطي $t_1 = t_2$ فنحصل على: $d_1 = d_2 / (1 - v^2 / c^2)^{1/2}$، وهذه تماماً هى الكمية المطلوبة من النظرية النسبية، كما ذكرت اعلاه.

ففي ميكانيك نيوتن، يمتلك الجسم سرعة u' في النظام S'، وسوف يمتلك ببساطة سرعة $u = u' + v$ في النظام S. ولو ان هذا حقيقي جداً تقريباً، الا ان تناقضات مهمة تظهر عندما تصبح السرعات متقارنة مع سرعة الضوء. وبتذكر ان ($u = dx / dt$), ($u' = dx' / dt'$) وباستعمال تحويلات لورنتس يكون لدينا:

$$u=\frac{\delta x}{\delta t}=\frac{\beta\,(\delta x'+v\delta t')}{\beta\,(\delta t'+v\delta x'/c^2)}$$

$$=\frac{\dfrac{\delta x'}{\delta t'}+v}{1+\dfrac{v\,.\,\delta x'/\delta t'}{c^2}}$$

$$=\frac{u'+v}{1+u'v/c^2}.$$

إنه واضحٌ، عندما (u') و (v) صغيرة، فان طريقة نيوتن في اضافة السرعات تكون كافية الدقة. اذ من المشوق ان نضع $u' = v = c$ عندما سنجد ان (u) لايمكن ان تتعدى (c). وهذا يمثل الحد الاعلى لسرعة الدقائق المادية والاشعاع.

ان الطريقة اعلاه في اضافة السرعات لها وزن مهم على حفظ الكتلة وحفظ الزخم. فاذا كانت هذه هي قوانين كونية، فانها يجب ان تكون صحيحة لاي نظام محاور يختاره المرء. اذ بالتعبير عنها رياضياً لدينا في النظام (S')، ($\Sigma m=K_1$) لحفظ الكتلة و ($\Sigma mu'=K_2$) لحفظ الزخم، و K_1 و K_2 هما ثوابت و (m) هي كتلة نموذجية. ففي النظام S، هل لايزال حفظ الزخم Σmu صحيحاً؟ باستعمال طريقة نيوتن في اضافة السرعات، اذ يمكننا كتابة:

$$\Sigma mu=\Sigma m(u'+v)=\Sigma mu'+v\Sigma m=K_2+vK_1$$

وهذا لايزال ثابتاً، ولذلك فان حفظ الزخم هو حقيقي في كلا النظامين. وعندما يستعمل المرء، على كل حال، التعبير النسبي الاكثر صفاءاً الذي حصلنا عليه سابقا نحصل على:

$$\Sigma mu=\Sigma m\frac{(u'+v)}{1+u'v/c^2}=\frac{\Sigma mu'}{1+u'v/c^2}+\frac{v\Sigma m}{1+u'v/c^2}.$$

ان هذا لم يعد ثابتاً ولذلك فاننا سنواجه مباشرة بالاختيار بين نبذ حفظ الكتلة او حفظ الزخم او بتحوير تعريفنا للكتلة كي نقابل المتطلب اعلاه. وهذه ليست تلك الخطوة الثورية كما قد بدت سابقاً.

لقد رأينا تماماً كيف ان مفاهيمنا الشائعة عن الطول والزمن قد تحورت بالنظرية النسبية. فاذا ندع (m) و (m') هي كتلة الجسم كما تشاهد في نظامي الاحداثيين (S) و (S')، فان التعريف الجديد للكتلة يعطى بـ $m'=\beta m=m/(1-v^2/c^2)^{\frac{1}{2}}$. وان التأكيد التجريبي لهذا يأتي من دراسة الدقائق عالية السرعة المنبعثة من المواد المشعة (لاحظ الجزء 3.3).

في المسائل التي سنجابهها، سيكون اكثر ملائمة ان نرمز بـ (m_0) لكتلة جسم في حالة السكون على سطح الارض، و (m) لكتلة الجسم المتحرك بسرعة (v) بالنسبة الى سطح الارض. فالمعادلة يجب ان تكتب اذاً $m=m_0/(1-v^2/c^2)^{\frac{1}{2}}$. فاذا عملنا المفكوك بواسطة نظرية ذي الحدين ينتج ان: $m=m_0\,(1+v^2/2C+(3/8)(v^4/c^4)+\ldots)$ الذي يمكن اعادة كتابته بالصيغة: $mc^2=m_0c^2+\frac{1}{2}m_0v^2+\ldots$. والحد ($\frac{1}{2}m_0v^2$) معروف تماماً بالنسبة لنا باعتباره الطاقة الحركية لجسم يتحرك بسرعة (v).

ولذلك فان ماورد أعلاه هي معادلة طاقة وانها سوف تبين ان (mc^2) هي الطاقة الكلية لجسم يتحرك بسرعة (v)، وان (m_0c^2) هي الطاقة المصاحبة للكتلة (m_o) في حالة السكون. ويبدو الان اننا يجب ان نعد الكتلة شكلاً من اشكال الطاقة و (c^2) معامل التحويل، اي مايشبه معامل جول (J) الذي يربط الحرارة (H) والطاقة الميكانيكية (W) بالمعادلة W = JH . ان التعبير الكامل للطاقة الكلية (E) يعطى بـ:

$$E=mc^2=m_0c^2/(1-v^2/c^2)^{\frac{1}{2}} \quad \text{والزخم} \quad p=mv=m_0v/(1-v^2/c^2)^{\frac{1}{2}}$$

ويمكننا الان ان نرسي قاعدة عامة بين الطاقة الكلية والزخم بالاستناد على هاتين المعادلتين:

فباستعمال الاولى لدينا:

$$\left(\frac{E}{c}\right)^2=\frac{m_0^2\,c^2}{\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)}$$

ومنها وباستعمال الثانية:

$$m_0^2c^2=\left(\frac{E}{c}\right)^2-\left(\frac{mc^2}{c}\right)^2\frac{v^2}{c^2}=\left(\frac{E}{c}\right)^2-p^2$$

كي تكون:

$$m_0^2c^2+p^2=\left(\frac{E}{c}\right)^2$$

وهكذا فلكتلة في حالة السكون، p = 0 و $E=m_0c^2$. فاذا اختفت كمية من المادة (Δm_0)، فان كمية مقابلة من الطاقة (ΔE) تنتج وفقاً للمعادلة: $\Delta E=\Delta m_0c^2$. فالدقيقة التي ليس لها كتلة سكون ($m_0=0$) يمكن ان تبقى تمتلك زخماً يعطى بالعلاقات (p = E / c = mc) كما في حالة فوتون في تأثير كومبتن الموصوف في الفصل 6.

الملحق C

معامل لاندة (g) او معامل الفلق

لقد توضح في الفصل (9) كيف ان العزم المغناطيسي لذرة بسبب حركة الالكترون في مدار دائري يعطى بـ $\sigma_l = (lh/2\pi)e/2m$. كي نأخذ بالحسبان بصورة كاملة تأثير زيمان، انه من الضروري ان نفرض ان العزم المغناطيسي الناشىء من تدويم (برم) الالكترون يعطى بـ:
$\sigma_s = (2sh/2\pi)e/2m$ (بدلا من $(sh/2\pi)e/2m$) كما يحتمل ان يتوقع المرء). لنفرض الازدواج (LS)، وبتطبيق هذا على جميع الالكترونات المشمولة في تغيير الطاقة داخل الذرة، لدينا $\sigma_L = (Lh/2\pi)e/2m$ و $\sigma_S = (2Sh/2\pi)e/2m$. فالفصل (8) يصف كيف يمكننا ان نأخذ بالحسبان التركيب الدقيق للاطياف بدلالة العدد الكمي (J) الذي ينظم الزخم الزاوي الكلي للالكترونات. وتعطى (J) بالمجموع الاتجاهي لكل من (L) و (S) ولذلك فاننا قد نكتب (J = L+ S)، كما مبين في الجزء العلوي من الشكل (C - 1). وعندما، على كل حال، نأتي لدراسة ظاهرة زيمان ندرك ان النموذج للأنفلاقات تحكم بالعزم المغناطيسي الكلي σ_J بدلاً من الزخم الزاوي الكلي (J). و(σ_L) يمكن ان يمثل بمتجه يشير الى الاتجاه المعاكس الى L وذلك بسبب الاشارة السالبة للشحنة الالكترونية وللملائمة تعمل نفس الطول مثل (L). و (σ_S) يمكن ان تمثل بنفس الاسلوب، لكن طوله يجب ان يساوي (2S). وان محصلة(σ_S) و (σ_J)، التي يمكن ان يرمز لها بـ (σ_{LS})، لاتقع بنفس الخط مع J. ان σ_J التي نحتاجها، هي المعدل الزمني لـ σ_{LS} على مدى دورة واحدة كاملة، على ان نحمل في ذهننا ان كل النظام يخضع الى قانون حفظ الزخم الزاوي ولذلك فان العمليات تكون حول اتجاه (J). ومن الواضح ان σ_J هي فقط مسقط σ_{LS} على اتجاه المتجه J، كما مبين، لان المركبة العمودية لـ J سوف توازن على دورة واحدة كاملة، ولذلك يمكننا ان نكتب:

$$\sigma_J = \sigma_L \cos \hat{LJ} + \sigma_S \cos \hat{SJ}$$

$$= \frac{Lh}{2\pi}\frac{e}{2m}\cos \hat{LJ} + \frac{2Sh}{2\pi}\frac{e}{2m}\cos \hat{SJ} = \frac{eh}{4\pi} m(L\cos \hat{LJ} + 2S\cos \hat{SJ}).$$

وبتطبيق قاعدة جيب التمام يجوز ان نكتب:

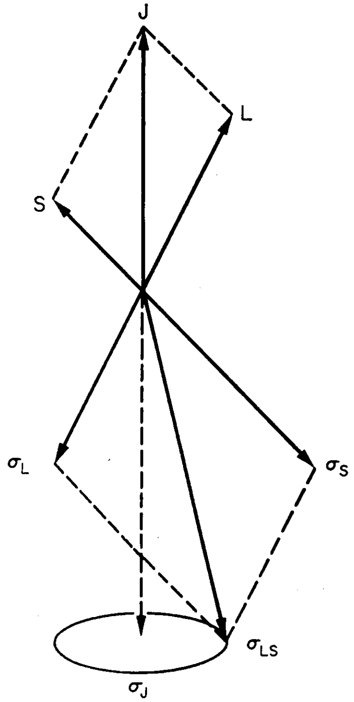
$$S\cos \hat{SJ} = \frac{J^2+S^2-L^2}{2J} \text{ and } L\cos \hat{LJ} = \frac{J^2+L^2-S^2}{2J}$$

حيث يعطي التعويض:

$$\sigma_J = \frac{eh}{4\pi m}\left[\frac{J^2+L^2-S^2}{2J} + \frac{2(J^2+S^2-L^2)}{2J}\right]$$

$$=\frac{Jh}{2\pi}\quad\frac{e}{2m}\left[1+\frac{J^2-L^2+S^2}{2J^2}\right]$$

$$=g\frac{Jh}{2\pi}\quad\frac{e}{2m}$$



الشكل C — 1 معامل لاندة (g) او معامل الفلق

حيث g هو ثابت يعرف بانه «معامل لاندة g» الذي يعطى بـ: $g=1+\frac{J^2-L^2+S^2}{2J^2}$. تذكر انـه في الميكانيـك المـوجي يجب ان نعـوض عن (J^2) بـ $J(J+1)$ و (L^2) بـ $L(L+1)$ و (S^2) بـ $S(S+1)$ فيكون لدينا:

$$g=1+\frac{J(J+1)-L(L+1)+S(S+1)}{2J(J+1)}$$

وعندما نضع $(S=o)$، نرى ان $(J=L+o)$ ولذلك فان (g) يصبح واحد.

سوف يتبين كيف يقود تدويم (برم) الالكترون الى مايسمى تأثير زيمان الشاذ ويؤدي الى نشوء عدد اكثر من الخطوط مما تعطيه النظرية البسيطة الموصوفة في الفصل (9). وهنا يتبين ان الذرة التي يمكن ان يعزى عزمها المغناطيسي كلياً الى الزخم المداري للالكترونات $(Lh/2\pi)$ فان مستويات الطاقة في مجال مغناطيسي كثافة دفقه B تعطى بالتعبير:

$$\Delta E=L\cos\theta\,\frac{h}{2\pi}.\frac{Be}{2m}=B\sigma_L\cos\theta \text{ where } \theta=\hat{LB}.$$

وبادخال تدويم (برم) الالكترون، L يستعاض عنه بمتجه الزخم الزاوي الكلي J وعزمه المغناطيسي المقابل له σ_J، ولذلك تعطى مستويات الطاقة بـ:

$$\Delta E = B\sigma_J \cos\theta$$
$$= BgJ \frac{h}{2\pi} \frac{e}{2m} \cos\theta$$
$$= Bgm_J \frac{h}{2\pi} \frac{e}{2m},$$

(m_J) هو العدد الكمي المغناطيسي.

ونتابع استنادا على نفس الحجة الواردة في الفصل (9)، لنجد ان التردد لمركبة زيمان يعطي بالمعادلة:

$$h\nu_B = h\nu_0 + (g'm_J' - g''m_J'')\,(h/2\pi)\,(Be/2m)$$

حيث g' و m'_J و g'' و m''_J تشير الى الحالات المتهيجة العالية والواطئة للذرة المعنية ومالم تكن $g' = g''$ الذي يعمل على فلق الحالات العالية والواطئة نفسها، اذ سنلاحظ اكثر من ثلاث مركبات.

فعندما نطبق هذا على خطوط الصوديوم الصفراء يجب ان نحسب اولاً معاملات لاندة «g» للمستويات المعنية $({}^2P_{3/2},\ {}^2P_{1/2},\ {}^2S_{1/2})$.

For ${}^2P_{3/2}$ $J=\frac{3}{2},\ L=1,\ S=\frac{1}{2}$

$\therefore$ $$g = 1 + \frac{\frac{3}{2}\cdot\frac{5}{2} - 1.2 + \frac{1}{2}\cdot\frac{3}{2}}{2\ \frac{3}{2}\cdot\frac{5}{2}} = \frac{4}{3}$$

for ${}^2P_{1/2}$ $J=\frac{1}{2},\ L=1,\ S=\frac{1}{2}$

$\therefore$ $$g = 1 + \frac{\frac{1}{2}\cdot\frac{3}{2} - 1.2 + \frac{1}{2}\cdot\frac{3}{2}}{2.\frac{1}{2}\cdot\frac{3}{2}} = \frac{2}{3}$$

and for ${}^2S_{1/2}$ $J=\frac{1}{2},\ L=0,\ S=\frac{1}{2}$

$\therefore$ $$g = 1 + \frac{\frac{1}{2}\cdot\frac{3}{2} - 0.1 + \frac{1}{2}\cdot\frac{3}{2}}{2.\frac{1}{2}\cdot\frac{3}{2}} = \frac{2}{1}.$$

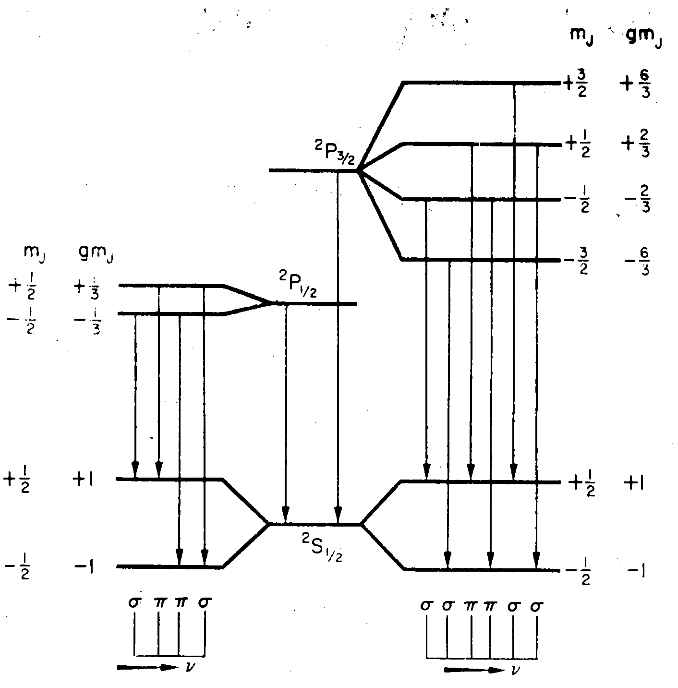
ولذلك فسيكون ملائماً ان تدرج معاملات لاندة (g) لبعض المستويات الثنائية المزدوجة في الجدول (1 - C).

ان مستويات الصوديوم تنفلق كما مبين بالشكل (2 - C) حيث يعطى الانفلاق بالمعامل $gm_J\,(h/2\pi)\,(Be/2/m)$. وتتعين الانتقالات بين المستويات بتوفر الشرط الكمي $\Delta m_J = \pm 1{,}0$.

وسوف نرى كيف ان خط واحد للصوديوم يعطي اربع مركبات والاخر يعطي ست بالمقارنة مع ثلاث مركبات عندما لم يوجد هناك عزم مغناطيسي بسبب تدويم (برم) الالكترون. اما (σ) و (π) فتوضحان حالة استقطاب المركبة، فـ (σ) تكون عمودية على المجال المغناطيسي وتعطى بـ $(\Delta m_J = \pm 1)$ و (π) تكون موازية الى المجال المغناطيسي ويعطى بـ: $(\Delta m_J = 0)$.

الجدول C — 1
بعض معاملات لاندة g

L	الحد	g	gm_J
0	$^2S_{\frac{1}{2}}$	$\frac{2}{1}$	± 1
1	$^2P_{\frac{1}{2}}$	$\frac{2}{3}$	$\pm\frac{1}{3}$
	$^2P_{\frac{3}{2}}$	$\frac{4}{3}$	$\pm\frac{2}{3}\pm\frac{6}{3}$
2	$^2D_{\frac{3}{2}}$	$\frac{4}{5}$	$\pm\frac{2}{5}\pm\frac{6}{5}$
	$^2D_{\frac{5}{2}}$	$\frac{6}{5}$	$\pm\frac{3}{5}\pm\frac{9}{5}\pm\frac{15}{5}$
3	$^2F_{\frac{5}{2}}$	$\frac{6}{7}$	$\pm\frac{3}{7}\pm\frac{9}{7}\pm\frac{15}{7}$
	$^2F_{\frac{7}{2}}$	$\frac{8}{7}$	$\pm\frac{4}{7}\pm\frac{12}{7}\pm\frac{20}{7}\pm\frac{28}{7}$



الشكل C — 2 تأثير زيمان على الخطوط الصفراء للصوديوم

الملحق D
مخاطر الاشعاعات الذرية

D - 1 مقدمة

لقد ظهر خلال هذا الكتاب ان التأين هو احد الخصائص الرئيسية للاشعاعات الذرية والنووية التي كشفت الكثير عن تركيب الذرة، حيث ان معظم الدقائق النووية تسبب تأين ابتدائي لغاز عندما تمر خلاله، بينما البعض الاخر كالنيوترونات، يمكن ان تسبب تأين كنتيجة لاسقاط النوى المرتدة. وفي جميع الحالات يكون مرور الاشعاع النفاذ خلال غاز مسبب للتغير في السلوك الكهربائي والكيميائي للجزيئات الغازية.

وعلى الرغم من ان الاشعاعات النووية والسينية قد استخدمت لعدة سنوات، كما وانه كانت هناك حوادث تعرض خطيرة في الايام المبكرة جدا لبعض العاملين. وحتى قبل وقت قريب، اصبح هذا الخطر منطبقاً على السكان بصورة جمعاء، ونتيجة لتشييد مكائن تعجيل الدقائق والمفاعلات النووية ومحطات القدرة النووية التي لاتعد ولاتحصى مع الكمية الهائلة في عمل النظائر المشعة الذي يجري الان. ومع التجارب المتكررة على تفجيرات القنابل النووية في الهواء وما تسببه من الغبار المتساقط على نطاق عالمي، فان عدداً اكثر واكثر من الناس يصبحون في تماس مع الاشعاعات المؤينة. ولقد ادى كل هذا الى نشوء موضوع جديد «الفيزياء الصحية» الذي يدرس اخطار هذه الاشعاعات وكيفية التعامل مع المصادر المشعة المختلفة وكيف تتخذ الاجراءات الوقائية اللازمة ضد التأثيرات المؤذية للاشعاعات المؤينة.

ان كل الاشعاعات المؤينة مؤذية للجسم البشرى وحتى الكميات الصغيرة جداً من المصادر المشعة، يجب ان تعامل بحذر شديد. وجميع الاشخاص الملامسين للاشعة النووية والسينية من اي نوع كان يجب ان يعرفوا بالضبط أية احتياطات يجب اتخاذها، وان يعرفوا بعض الشيء حول المستويات المسموح بها من الاشعاع، وكيفية قياس المصادر المستعملة.

D - 2 التأثيرات البايولوجية للاشعاعات النووية والكهرومغناطيسية.

ان عداد كايكر والحجرة التأينية وتفريغ الالكتروسكوب ذي الورقة الذهبية، جميعاً، امثلة على التأين بالاشعاع المار خلال الغاز. وان مرور الاشعاع خلال السائل له نفس التأثير العام، كما يتوضح من استعمال عدادات السائل الوميضي، وضمن مدى النفاذية القصير. ويحدث التأين ايضا في الاجسام الصلبة. أما تأين الجزيئات المكونة للخلايا الحية فهو خطر بايولوجي مضاف ويجب ان يحصل التأكيد على اضراره عندما تمر اشعاعات (α) و (β) و (γ) او الاشعة السينية خلال النسيج الحي. اما النيوترونات فانها تحدث مختلف التفاعلات النووية (n,γ) مع العناصر المختلفة حيث تسبب اشعة (γ) المنبعثة آنياً تأيناً ثانوياً. فالنيوترونات السريعة تعطي بروتونات اصطدامية التي بدورها تسبب تأيناً على طول مسارها.

فجميع الخلايا الحية تتكون من نواة فعالة يحيطها سائل يسمى السايتوبلازم «الحشوة»، وتوجد في النواة الكروموسومات التي تحمل جميع عوامل الوراثة. ولذلك فسلوك الخلية الحية محكوم بتغييرات كيميائية معقدة جداً في الخلايا البروتينية المكونة، التي تنظم فيها جميع الفعاليات الملائمة للجسم عموماً وذلك بالموازنة الدقيقة بين الانزيمات وجزيئات الخلية. فعندما تمر الاشعاعات النفاذة خلال مثل هذه

الخلايا، اذ يبدو معقولاً ان نفترض ان التأين يحصل تماماً كما هو الحال في السائل غير الحي. كما ان عواقب تأين الجزيئات البروتينية ليست معروفة جيداً على المقياس الجزيئي، لكنها على كل حال معروفة جيداً طالما انها تؤثر على صحة الجسم عموماً. ان الفعل الكيميائي الاعتيادي لمختلف البروتينات يحطم كلياً على الاغلب، كما يمكن ان تحطم مجمل الخلية، اذ تمتلك بعض الخلايا الخصائص البايولوجية التي تمكنها على اعادة بناء نفسها بينما تتحطم الاخرى ولايمكن اصلاحها.

ان انسجة جسم الانسان تحتوي على ملايين الخلايا التي تموت وتعوض يومياً بخلايا جديدة. فالاشعاعات النووية تسبب (نسبياً) موت عدد قليل من الخلايا، اضافة الى ذلك. لكن هذا غير ملاحظ مالم يكن العدد الكلي للخلايا من نوع معين، صغير، او لسبب ما، يكون التعويض عنها مستحيلاً.

والامثلة على هذا النوع هي الخلايا الجرثومية (التناسلية) في المبيض والخلايا الجنينية الاولية وخلايا المخ. اما الخلايا الاخرى فلديها قدرة وتسهيلات البناء التعويضي الذاتي، كما هي الحال في خلايا الجلد، او في حالة الخلايا الجرثومية (التناسلية) الذكرية.

فاذا لم يكن التعرض للاشعاع مميتاً للخلية فانه سيكون على كل حال مسبباً لتلف قد يحمل بواسطة الكروموسومات عندما تنقسم الخلية وبذلك ينتقل الى الاجيال المتعاقبة من نفس النسيج، او اذا تشععت الخلايا الجرثومية (التناسلية) فان التلف يمكن ان ينتقل الى الاجيال اللاحقة من نفس النوع.

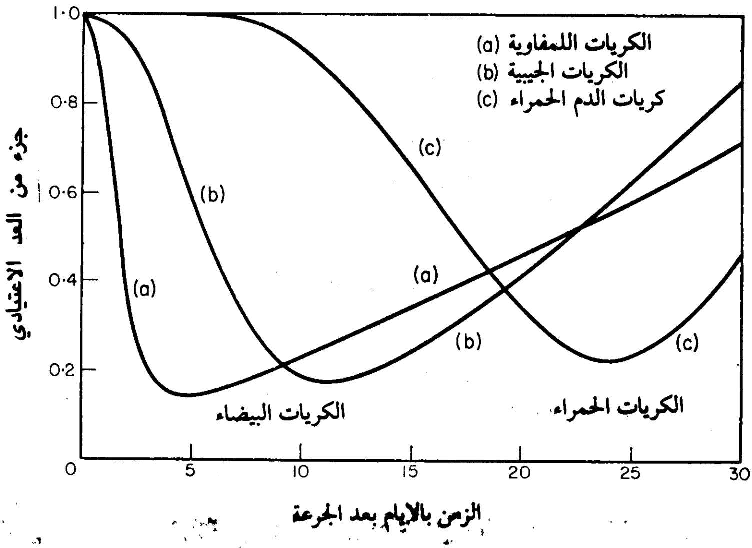
ان الكروموسومات تكون خصوصاً حساسة الى الاشعاعات المؤينة في لحظة انقسام الخلية حيث يمكن ان يتحور ترتيب الجينات على الكروموسومات، على نحو خطير، اذ يمكن زيادة معدل الطفرة الوراثية وهكذا تنتج شذوذاً في الاجيال اللاحقة.

فالتأثيرات البايولوجية للاشعاعات المؤينة يمكن ان تكون سطحية تؤثر على الجلد والشعر، او عميقة داخل الجسم محدثة انحلال في الدم واورام سرطانية وتلف في نخاع العظام. ويمكن ان يكون الخطر خارجياً من مصدر اشعاع على مسافة منتجاً تشعيعاً كلياً للجسم، او انه يمكن ان يكون داخلياً ايضاً، اما من ابتلاع المواد المشعة في الطعام الملوث او من تنفس الغبار المشع في الهواء. فبعض الخلايا لايمكن شفاؤها من الاتلاف الاشعاعي وان التأثيرات على الانسجة تكون تراكمية مع فترة حضانة مميزة قبل ان تكون تأثيرات الاشعاع جلية. وخلايا اخرى يمكن ان تشفى في الوقت، بدون اية تأثيرات مؤذية، وفي جميع الحالات لاتوجد دلائل مباشرة آنية للشخص المعني بأية كمية زائدة من الاشعاع قد استلمها.

وان التأثيرات البايولوجية يمكن ان تقسم الى ثلاث مجاميع: (i) التأثيرات قصيرة الامد القابلة للشفاء، (ii) التأثيرات طويلة الامد، غير القابلة للشفاء و (iii) التأثيرات الجينية. فالمجموعتان (i) و (ii) محدودتان بالاشخاص الذين تسلموا الاشعاع حقيقة بينما التأثيرات في المجموعة (iii) تظهر في الاجيال المتأخرة فقط.

وهذه التعرضات يمكن ان تكون حادة، كما في حالة حادثة اندفاع مفاجيء لاشعاع من مصدر غير مغلف، او مزمنة، كما في حالة التعرض الوظيفي لمصور شعاعي ممارس حيث في جميع الحالات يكون هناك مستوى ادنى من الاشعاع مقبول كما سنناقشه ويجب ان يكون جميع العاملين ملمين به.

عندما تمتص جرع فائضة فان اول اضطراب ملاحظ هو هبوط في عدد كريات الدم البيضاء الذي يصبح واضحاً في الساعات القلائل بعد التعرض كما موضح في شكل (D - 1). ويكون هذا متبوعاً باعراض المرض من إسهال وتقيؤ وارتفاع درجة الحرارة الذي يدعى الان مرض الاشعاع. ويمكن الشفاء من الجرعات الصغيرة الحارة وزمن الشفاء يستغرق اسابيعاً او اشهر معتمداً على الجرعة. اما



الشكل D - 1
تغيير عد الدم مع الزمن بعد جرعة منفردة من الاشعة السينية

الجرعات الكبيرة فانها مميتة خلال اسابيع قلائل. والجرعات الاصغر تنتج تأثيرات قصيرة الامد مثل اضطراب الجلد وفقدان الشعر التي تكون عموماً قابلة للشفاء. والاكثر خطورة من ذلك هو التلف الحاصل لنخاع العظم للخلايا الاخرى التي قد لاتمتلك القدرة على اصلاح التلف وهذا يؤدي الى الاصابة باللوكيميا (ابيضاض الدم) والى تكوين خلايا سرطانية وفي النهاية اورام خبيثة. ولسوء الحظ يوجد تأخر زمني على الاغلب من (6) الى (20) سنة قبل ان تتجمع كمية كافية من الخلايا التالفة لتسبب ظهور المرض مع نتائج مهلكة. وفترة الحضانة هذه هي نموذج للتأثيرات طويلة الامد.

أما تأثيرات النوع الثالث من التلف يظهر في الاجيال القادمة للناس المشععين فقط. ومن المحتمل ان يكون ذلك صحيحاً، انه في حقل البايولوجيا الاشعاعية، ونحن نعرف القليل حول التأثيرات الجينية للاشعاع. وان التغييرات في الخصائص الجينية او الطفرات الوراثية، تخلق نتيجة للتبدلات الكيميائية الدقيقة في الكروموسومات والجينات التي تحصل بمعدل مقابل لمعدل التطور الطبيعي للانواع. لكن الاشعاعات المؤينة تزيد معدل الطفرات الوراثية الطبيعي هذا، وبما ان الكروموسومات في نوى الخلايا الجرثومية (التناسلية) تتلف بسهولة اكثر. ويتبع ذلك ان تكون اعضاء التكاثر على الاخص حساسة للاشعاعات عندما تؤخذ التأثيرات الجينية بنظر الاعتبار. بالاضافة الى ذلك، لايوجد مستوى اشعاع اقل منه لاتحدث تأثيرات جينية الى حد ما. ولذلك فانه لاتوجد عتبة مطلقة للامان عند التعامل مع الاشعاعات المؤينة.

لقد اظهرت التجارب التي اجريت على الحيوانات ان التأثيرات الجينية المتوقعة من نماذج بشرية متعرضة لجرع اشعاعية تتضمن زيادة في التخلف العقلي وزيادة في عدد الولادات المسخ وعموماً يحصل تدهور في الانواع من ناحيتي النوعية وعدد السكان. وهذه هي بعض المشاكل فقط التي تنشأ على النطاق العالمي من اية زيادة تحصل في الغبار المتساقط من القنابل النووية.

D - 3 المستوى الاعلى للاشعاع المسموح به للسلامة

ان المسوحات الطبية للاشخاص المتأثرين بالاشعاعات النووية جراء العمل في المختبرات او حوادث

المفاعلات النووية او لليابانيين بعد حوادث هيروشيما وناغازاكي في سنة 1945 وكذلك سكان جزيرة مارشال بعد التفجير النووي الحراري (القنبلة الهيدروجينية) التي اجرتها الولايات المتحدة الامريكية في الاول من آذار 1954. ونتيجة للاعداد الكبيرة من التجارب على الحيوانات فقد تكدست المعلومات تدريجياً عن العلاقة بين الجرعة ـ والتأثير الذي ينتج عنها على الانسان وهكذا، تمكنا من وضع بعض حدود التحمل للاشعاع. ويعبر عنها بوحدات الفاعلية ومعدل الجرعة.

ان نشاط المصادر المشعة يقاس بالكيوري (سابقاً، اما الان فانها تقاس بوحدات جديدة هي البيكريل ـ المترجم). حيث ان تعريف الكيوري هو «تلك الكمية من اية مادة مشعة تعطي معدل انحلال 3.7×10^{10} انحلال بالثانية الواحدة. اما جرعات الاشعاع الكهرومغناطيسي فانها تقاس بوحدات رنتكن وتقتصر على اشعة (x) و (γ). والرنتكن هو كمية الاشعة السينية او اشعة كاما التي تسبب انتاج ايونات في كمية من الهواء الجاف مقدارها (0.001293) غرام في حجم مقداره(I.C.C.عند S.T.P) بحيث تمتلك شحنة من الكهربائية مقدارها (1e.s.u)* من اي نوع من الشحنات. وهذا بالحقيقة مكافىء الى امتصاص طاقة مقدارها (83) ارك بالغرام الواحد في الهواء. ولذلك فقد تم اقتراح وحدة اخرى تستند الى تعريف طاقي اي الراد: وهو وحدة طاقة تعطى من قبل اي اشعاع مؤين الى وحدة الكتلة من اية مادة. فالراد اذاً يعرف رسمياً على انه (100) ارك تمتص بالغرام الواحد (10^{-2} Joules / kg) ويطبق على كل من الدقائق والاشعاعات الكهرومغناطيسية (تستعمل حالياً وحدات جديدة مقابلة للرنكن والراد هي السيفرت والكراي على التوالي اذ توجد علاقة تحويلية بين الوحدات القديمة والوحدات الجديدة ـ المترجم).

وبما ان التأثيرات البايولوجية لبعض الاشعاعات تكون اكثر وضوحاً من الاخرى، فان درجة من الفعالية البايولوجية النسبية لمختلف الاشعاعات قد تم افتراضها في تعريف الـ (رم) كوحدة جرعة. فالجرعة بالرم هي حاصل ضرب الجرعة بالراد والفعالية البايولوجية النسبية (R.B.E) للاشعاع المستعمل. وهكذا فان الـ (R.B.E) للاشعة السينية (x) واشعة كاما (γ) واشعة (β) تؤخذ (1)، بينما دقائق (α) يكون معامل (R.B.E) فيها (10) لان تأثيرها التأيني اعظم من سابقاتها.

وعندما نأخذ بالحساب التأثيرات قصيرة وطويلة الامد على الافراد والتأثيرات الجينية على الاجيال المستقبلية فان المستويات القصوى المسموح بها من الاشعاع الاتية قد تم اقتراحها من قبل اللجنة العالمية حول الوقاية من الاشعاعات (1959). وان التعرض الوظيفي على الجسم بأكمله يجب ان لايجمع جرعة خلال عدة سنوات تتعدى تلك الجرعة المعطاة بالمعادلة:

$$D = 5 (N - 18)$$

حيث (D) هي الجرعة بالرم و (N) هو العمر بالسنين. وهذه المعادلة تتضمن متوسط معدل جرعة (5 رم) بالسنة او (0.1 رم) بالاسبوع، او (235 رم) من الاشعاع لعموم الجسم، لشخص يتعرض وظيفياً ابتداءاً من عمر (18) سنة ولغاية عمر (65) سنة. اما الاشخاص الذين يعملون بين الاعمار (16) سنة و (18) سنة فيجب ان تكون الجرعة التي يستلمونها محددة بـ (1.5) رم بالسنة اي (3 رم) قبل العمر (18) سنة. ان المعادلة اعلاه تنطبق خصوصاً على الغدد التناسلية والاعضاء المكونة للدم. ولفترات تعرض اقصر وللاعضاء الداخلية الاخرى فان متوسط الجرعة يجب ان لايتعدى (0.3 رم) بالاسبوع ليوم عمل (8) ساعات. ويجب ان لاتكون الجرعة المتجمعة اكثر من (3 رم) في (13) اسبوع. وان وحدة التحمل الصحية للتعرض الوظيفي تؤخذ (0.1 رم) بالاسبوع وتسمى (Maximum Permissible Level) M.P.L. (المستوى الاقصى المسموح به).

---

* 1 e.s.u. of charge = (1/3) × 10^{-9} Coulomb.

لقد وجد ان هذه المعدلات تكون صغيرة نسبياً وعندما نقارنها مع الخلفية للاشعة الطبيعية التي نتعرض لها جميعاً، يمكننا ان نرى لماذا. وان الخلفية الطبيعية للاشعاع مكونة من جزأين، احدهما داخلي من المواد المشعة التي يحتويها الجسم والآخر خارجي من الاشعاع القادم من البيئة. وكل منها مكون من مركبات مختلفة وتؤثر بصورة مختلفة على الاعضاء المختلفة. وهكذا فالجرعة للغدد التناسلية تختلف عن تلك التي يستلمها نخاع العظم. فالجدول (D - 1) يبين الاشعاعات المستلمة في المملكة المتحدة محسوب متوسطها على كل المساحة. فالاشعاعات الخارجية هي الاشعاعات الكونية الآتية من ارتفاعات عالية واشعاعات (γ) الارضية المحلية من الصخور المشعة في القشرة الارضية. اما المصادر الداخلية فهي البوتاسيوم المشع والكاربون والراديوم الذي يؤشر على اعضاء التكاثر لانها متمركزة الى حد كبير في العظام. وهذه الخلفية الطبيعية لذلك تكون حوالي (2) ملليراد بالاسبوع كي تكون الجرعة الوظيفية المسموح بها اسبوعياً حوالي (150) جرعة خلفية ولبضعة اسابيع فقط. وانها تكون فرقاً ضئيلاً جداً، فيما اذا كانت هذه الجرعة تمتص في مجال ذو مستوى واطيء وبصورة مستمرة او انها مكونة من عدد من التعرضات لفترة قصيرة وبمستوى عالي، مادام الـ .M.P.L لم يتعداها.

الجدول D - 1

النشاط الاشعاعي للمصادر الطبيعية بالملي راد في السنة

الجرعة للعظم	الجرعة للغدد التناسلية		مصدر الاشعاع	
24	24		الاشعاعات الكونية	الاشعاع الخارجي
47	47		اشعاعات γ الارضية	
15	21	40	بوتاسيوم	الاشعاع الداخلي
4	4	14	الكاربون	
38	2		الراديوم	
128	98		المجموع	

D - 4 الوقاية ضد مخاطر الاشعاع

يمكن تحوير جهاز عداد كايكر بسهولة فائقة لكي يعطي قراءات مباشرة لمعدل الجرعة ـ عادة بوحدات رنتكن في الساعة لاشعاعات x او γ. وان اجهزة المراقبة اليدوية او مقاييس معدل الجرعات متوفرة باشكال مختلفة ويمكن ان تستعمل في المختبر اثناء التجارب. انه من الضروري ان نقيس معدل الجرعة بانتظام في حقل اشعاعي.

ان الافلام الشخصية او مقاييس الجرعة الشخصية (المحمولة بالجيب) يجب ان تحمل من قبل جميع العاملين في حقل اشعاعات (γ) بصورة دائمية لحوالي (10) جرعات خلفية (اي 0.02 راد بالاسبوع) كي يمكن تسجيل الجرعة المتراكمة خلال فترة زمنية طويلة نسبياً. فالافلام الشخصية يتم تظهيرها ومقارنتها مع جداول قياسية حول الاسوداد وعلاقته بالجرعة المستلمة، اما مقاييس الجرعة فتفرغ شحنتها تدريجياً بالاشعاع ويكون لها مقاييس مدرجة.

ان المصادر المشعة يجب ان تخزن في غرف محمية جيداً ومؤشرة بصورة ملائمة «مادة مشعة». ويجب ان تكون المختبرات قابلة للتنظيف والغسل بصورة شاملة حيث ينبغي ان لاتكون هناك تشققات على المناضد، اما حافات التقاء الجدران بالارض فيجب ان تكون مقوسة وسطوح المناضد والارضية والجدران تكون مصبوغة بصبغ صقيل صلب بحيث يجب ان تكون مدرعة بصورة كافية بالكتل

الرصاصية او بالكونكريت المسلح بالخرسانة ويجب التخلص من الفضلات المشعة تحت اشراف متخصص. واذا كان ضروريا تزال اثار التلوث مثل تغيير الملابس المستعملة في المختبر اما عند التعامل في المختبر مع مصادر مشعة مفتوحة، فيجب ان يعرف المشغل نوع النشاط الاشعاعي وكيفية تداوله بأمان دفعة واحدة. وهذا يعتمد على السهولة والسرعة التي يمكن بواسطتها ازالة اي تلوث محتمل من المختبر وكذلك على سمية المادة. وان ازالة التلوث بنجاح تعتمد على تصميم سطوح المختبر كما اسلفنا، بينما يعتمد العمر المنصف البايولوجي للمادة على نوع وطاقة الاشعاعات المنبعثة وعلى العضو الحرج المتعلق بكل نظير.

وتصنف النظائر الى عالية السمية جدا وعالية السمية ومتوسطة السمية وضعيفة السمية وهكذا فالنظير (Sr-90) يصنف على انه عالي السمية جدا لانه يقصد العظام عند ابتلاعه وعمره النصف طويل. والنظير (Ca-45) عالي السمية فقط، فعلى الرغم من انه يقصد العظام ايضا الا انه يمتلك عمراً نصفياً اقصر من (Sr - 90). واما النظير (Na - 24) فهو متوسط السمية لانه يمتلك عمراً نصفياً مقداره حوالي (14) ساعة وهو باعث لاشعاعات (β^-) و (γ). والنظير (C - 14) على هذا الاساس يصنف ضعيف السمية لانه باعث ضعيف جداً لـ (β^-) وعمره النصفي طويل جداً كما لايوجد عضو حرج يعمل على تركيزه. ولذلك، فالمختبر يجوز ان يحتوى على النشاطات الاشعاعية المتراكمة بالحدود القصوى وكما يلي:

1 ملليكيوري	Sr - 90
10 ملليكيوري	Ca - 45
100 ملليكيوري	Na - 24
1 كيوري	C - 14

وهذا يبين ان التبديل في النظائر من (C - 14) الى (Sr - 90) في استقصاء اقتفائي سيكون له نتائج وخيمة اذا استعملت نفس الفعالية الاشعاعية الكلية للنظير (Sr - 90) كتلك المستعملة في حالة النظير C - 14 ولذلك فان معرفة السمية البايولوجية الاشعاعية لنظير ما تكون مهمة للغاية.

انه من الواجب ارتداء القفازات المطاطية عندما يكون ذلك ممكناً، كما يجب عدم تناول الطعام والشراب في مختبر النظائر المشعة ابداً. ويجب ان تغسل الايدي بصورة غير اعتيادية واحاطة المناطق الملوثة بحبل وتدرع كلما كان ذلك ضرورياً. وكمثال على ذلك، يمكن ان تقلل شدة اشعاعات (γ) من النظير (Co - 60) الى العشر وذلك بتدريعه بحوالي (5) سنتمتر من الرصاص او بطبقة من الحديد سمكها (8) سنتمتراً او بجدار من الطابوق الاعتيادي سمكه حوالي (30) سنتمتر. كما يجب ان يحمل في الذهن تأثير قانون التربيع العكسي والمسافة الضرورية للتوهين.

فاذا تتخذ الاحتياطات المذكورة في هذا الجزء فانه سوف لن يكون هناك مايخشى منه عندما نتعامل مع المصادر المشعة ومصادر الاشعة السينية. وبعد كل هذا، فالحماقة فقط يمكن ان تؤدي الى تعرض مفرط.

والمعلومات الاضافية حول موضوع هذا الفصل يمكن الحصول عليها من:

المخاطر على الانسان من الاشعاعات النووية والاشعاعات المماثلة
The Hazards to Man of Nuclear and Allied Radiations H.M.S.O, 1960.

قواعد العمل لحماية الاشخاص المتعرضين للاشعاعات المؤينة

Code of practice for the Protection of Persons Exposed

في المختبرات الجامعية

to Ionizing Radiation in University Laboratories

اتحاد جامعات الكومنولث البريطاني

Association of Universities of the British Commonwealth, 1961.

الملحق E

جدول لبعض الثوابت الفيزيائية بوحدات S.I

الشحنة الالكترونية	$e = 1{\cdot}60210 \times 10^{-19}$ C.
كتلة الالكترون الساكن	$m_e = 9{\cdot}10908 \times 10^{-31}$ kg.
سرعة الضوء	$c = 2{\cdot}997925 \times 10^{8}$ m s^{-1}
عدد افوكادرو	$N_A = 6{\cdot}02252 \times 10^{23}$ mol^{-1}
ثابت بلانك	$h = 6{\cdot}62559 \times 10^{-34}$ Js
كتلة البروتون الساكنة	$m_p = 1{\cdot}67252 \times 10^{-27}$ kg
النيوترون	$m_n = 1{\cdot}67482 \times 10^{-27}$ kg
نسبة شحنة الالكترون الى كتلته	$e/m_e = 1{\cdot}758796 \times 10^{11}$ C kg^{-1}
نسبة كتلة البروتون الى كتلة الالكترون	$m_p/m_e = 1836{\cdot}10$
نسبة كتلة النيوترون الى كتلة الالكترون	$m_n/m_e = 1838{\cdot}62$
ثابت فراداي	$F = 9{\cdot}64870 \times 10^{4}$ C mol^{-1}
نصف قطر الاول لبور	$a_0 = 5{\cdot}29167 \times 10^{-11}$ m
ثابت بولتزمان	$k = 1{\cdot}38054 \times 10^{-23}$ J °K^{-1}
ثابت الغاز العام	$R = 8{\cdot}31434$ J °K^{-1} mol^{-1}
ماكنيتون بور	$\mu_B = 9{\cdot}2732 \times 10^{-24}$ J T^{-1}
	1 eV $= 1{\cdot}60210 \times 10^{-19}$ J
معاملات تحويل الكتلة	1 $m_u = 931{\cdot}478$ MeV
ثابت ريدبرج	$R_\infty = 1{\cdot}0973731 \times 10^{7}$ m^{-1}
الانفاذية	$\epsilon_0 = 8{\cdot}85424 \times 10^{-12}$ farad m^{-1}
المجاوزية	$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ henry m^{-1}

المصدر: اي. آر. كوهين و جي. دبليو. ام دوموند، مراجعات في الفيزياء الحديثة الجزء (37)، الصفحة (590) (اكتوبر، 1965).

الملحق F

قائمة كاملة لنويدات العناصر

باستعمال مختلف اساليب التهيج، خلقت اكثر من (1000) نظير للعناصر الـ (103). وانه غالباً مايكون امر مرغوباً فيه ان نعرف العمر المنصف والكتلة الذرية او نوع الاشعاع المنبعث منها بالتأكيد، بدون تفتيش كثير في جميع ماكتب عن الموضوع. فقد جمعت هذه المعلومات في الجدول التالي. وانها تشير الى الحالات الارضية للنويدات.

ان الكتلة معبر عنها بوحدات μm_u على مقياس $^{12}c = 12.000000$ كزيادة كتلية (M - A) لكل نويدة ومأخوذة من جدول الكتلة:

J.H.E. Mattuch, w. Thiele and A.H. Wapstra in Nuclear physics 67, p.1 (1965).

في الجدول، تبين طاقة كل نوع من الاشعاع في الاقواس المرافقة. ويستعمل الرمز K ليدل على عملية الاسر الالكتروني K من قبل النواة. وان عدد اشعاعات كاما لعدة نظائر يكون كبيراً جداً لايمكن تقديمها بصورة كاملة ولذلك فانها تمثل بالرمز (γs). وان الانحلالات (γ), (e^-) و (e^+) هي لاشعة كاما وبيتا (الالكترونات) والبوزيترونات على التوالي. وان النسبة المئوية لوفرة النظائر المستقرة ممثلة في العمود المؤشر في الجدول (%). اما الاعمار المنصفة فهي مؤشرة بـ (s) (min),(h),(d) و (a) لتدل على الثواني والدقائق والساعات والايام والسنين على التوالي. واما الطاقات فتكون بوحدات (MeV).

جدول يبين جميع النويدات لكل العناصر.

Z	اسم العنصر	A	زيادة الكتلة μm_u	% الوفرة	عمر النصف	الاشعاع (MeV)
0	.... النيوترون	1	8 065		12·8 min	
1	...الهيدروجين	1	7 825	99·98		
		2	14 102	0·0156		
		3	16 050		12·4 a	e^-(0·018)
2	......الهيليوم	3	16 030	~10^{-5}		
		4	2 603	~100		
		5	12 297		10^{-5} s	α; n
		6	18 893		0·85 s	e^-(3·7)
3	..... الليثيوم	6	15 125	7·4		
		7	16 004	92·6		
		8	22 487		0·88 s	e^-(12·0)
		9	26 802		0·17 s	
4	....البريليوم	7	16 929		54 d	γ (0·485); K
		8	5 308		10^{-16} s	2α
		9	12 186	100		
		10	13 354		$2·7 \times 10^6$ a	e^-(0·56)
5	.....البورون	9	13 332		10^{-18} s	
		10	12 939	18·8		
		11	9 305	81·2		
		12	14 354		0·027 s	e^-(13·4)
6	.... الكاربون	10	16 810		19·1 s	e^+(2·2)
		11	11 432		20·5 min	e^+(0·95)
		12	0 000	98·9		
		13	3 354	1·1		
		14	3 242		5568 a	e^-(0·155)
7	....النتروجين	12	18 641		0·0125 s	e^+(16·6)
		13	5 738		10·0 min	e^+(0·92, 1·24)
		14	3 074	99·62		
		15	108	0·38		
		16	6 103		7·4 s	e^-(10·0); γ (6·4)
		17	8 450		4·14 s	e^-(3·7)
8	.. الاوكسجين	14	8 597		76·5 s	e^+(1·8); γ (2·3)
		15	3 070		126 s	e^+(1·7)
		16	− 5 085	99·76		
		17	− 867	0·04		
		18	− 840	0·20		
		19	3 578		29·5 s	e^-(3·0, 4·5); γ
9	..... الفلور	17	2 095		66 s	e^+(1·7)
		18	937		112 min	e^+(0·6)
		19	− 1 595	100		
		20	− 13		12 s	e^-(5·0); γ (2·2)
10	.......النيون	19	1 881		18·2 s	e^+(2·20)
		20	− 7 560	90·52		
		21	− 6 151	0·27		
		22	− 8 615	9·21		
		23	− 5 527		40 s	e^-(4·1)
11	....الصوديوم	21	− 2 345		23 s	e^+(2·53)
		22	− 5 563		2·6 a	e^+(1·8, 0·54); γ (1·28)

Z	اسم العنصر	A	زيادة الكتلة μm_u	% الوفرة	عمر النصف	الاشعاع (MeV)
11	الصوديوم....	23	− 10 229	100		
		24	− 9 038		14·8 h	e^-(1·39); γ (2·758, 1·38)
		25	− 10 045		62 s	e^-(3·7, 2·7); γ
12	المغنيسيوم...	23	− 5 875		11·9 s	e^+(2·82)
		24	− 14 958	78·6		
		25	− 14 161	10·1		
		26	− 17 407	11·3		
		27	− 15 655		9·6 min	e^-(1·8, 0·8); γs
13	الالمنيوم ...	25	− 9 588		7·3 s	e^+
		26	− 13 109		6·3 s	e^+(2·99)
		27	− 18 461	100		
		28	− 18 095		2·4 min	e^-(3·0); γ (1·8)
		29	− 19 558		6·7 min	e^-(2·5, 1·4); γ (2·3, 1·2)
14	السيليكون...	27	− 13 297		4·92 s	e^+(3·64)
		28	− 23 070	92·3		
		29	− 23 504	4·7		
		30	− 26 237	3·0		
		31	− 24 651		170 min	e^-(1·486)
15	الفسفور...	29	− 18 192		4·6 s	e^+(3·63)
		30	− 21 683		2·55 min	e^+(3·5)
		31	− 26 235	100		
		32	− 26 091		14·3 d	e^-(1·718)
		33	− 28 272		25 d	e^-(0·26)
16	الكبريت.....	31	− 20 389		2·8 s	e^+(3·9)
		32	− 27 926	95·1		
		33	− 28 538	0·74		
		34	− 32 135	4·2		
		35	− 30 469		87·1 d	e^-(0·17)
		36	− 32 910	0·0136		
		37	− 28 990		5·0 min	e^-(4·3, 1·6); γ (2·7)
17	الكلور	33	− 22 560		2·8 s	e^+(4·13)
		34	− 26 250		33 min	e^+(4·5, 2·6, 1·3); γs
		35	− 31 149	75·4		
		36	− 31 691		4×10^5 a	e^+; e^- (0·66); K
		37	− 34 102	24·6		
		38	− 31 995		38 min	e^- (4·81, 2·77, 1·11); γs
		39	− 31 992		56 min	e^- (2·5)
18	الاركون.....	35	− 24 746		1·86 s	e^+ (4·38)
		36	− 32 456	0·307		
		37	− 33 228		34 d	K
		38	− 37 272	0·061		
		39	− 35 683		2·4 min;265 a	e^- (2·1, 0·565)
		40	− 37 616	99·632		
		41	− 35 500		110 min	e^- (2·55, 1·25); γ (1·3)
19	البوتاسيوم...	37	− 26 635		1·3 s	e^+ (4·57)
		38	− 30 903		7·5 min	e^+ (2·53); γ (2·1)
		39	− 36 290	93·1		
		40	− 36 000	0·011	$1·25 \times 10^9$ a	e^- (1·33); γ (1·46); K
		41	− 38 168	6·9		
		42	− 37 594		12·4 h	e^- (3·55, 1·99); γ (1·53, 0·31)
		43	− 37 960		22 h	e^- (1·84, 1·22); γs
		44	− 37 960		22 min	e^- (4·9, 1·5); γ (1·16)

Z	اسم العنصر	A	زيادة الكتلة μm_u	% الوفرة	عمر النصف	الاشعاع (MeV)
20	الكالسيوم....	39	−29 309		1·1 s	e^+ (5·13)
		40	−37 411	96·97		
		41	−37 725		$1·1 \times 10^5$ a	K
		42	−41 375	0·64		
		43	−41 220	0·145		
		44	−44 510	2·06		
		45	−43 811		164 d	e^- (0·256)
		46	−46 311	0·0033		
		47	−45 462		5·35 d	e^- (1·4, 0·46); γs
		48	−47 469	0·185		
		49	−44 325		8·5 min	e^- (2·0); γ (3·0)
21	السكانديوم..	40	−22 430		0·3 s	e^- (9·0); γ (3·75)
		41	−30 753		0·87 s	e^+ (4·94)
		42	−34 505		13·5 d	e^+ (1·4)
		43	−38 835		4 h	e^+ (1·18, 0·80, 0·39); γs
		44	−40 594		3·9 h	e^+ (1·47); γ (2·54, 1·17)
		45	−44 081	100		
		46	−44 827		85 d	e^- (0·36); γ; K
		47	−47 587		80 h	e^- (0·61, 0·45); γ (0·159)
		48	−47 779		44 h	e^- (0·64); γs
		49	−49 974		57 min	e^- (2·1)
22	التيتانيوم.....	43	−31 500		0·58 s	
		44	−40 28			
		45	−41 871		3·0 h	e^+ (1·02)
		46	−47 368	7·94		
		47	−48 231	7·75		
		48	−52 049	73·45		
		49	−52 129	5·52		
		50	−55 214	5·34		
		51	−53 397		5·9 min	e^- (2·13, 1·5); γs
23	الفناديوم	46	−39 786		0·4 s	e^+ (6·2)
		47	−45 101		33 min	e^+ (1·9)
		48	−47 741		16 d	e^+ (0·7); γ (1·04); K
		49	−51 477		330 d	K
		50	−52 836	0·23		
		51	−56 038	100		
		52	−55 220		3·8 min	e^- (2·73); γ (1·45)
24	الكروم ...	49	−48 729		42 min	e^+ (1·54, 1·45 1·39); γs
		50	−53 945	4·49		
		51	−55 231		27·5 d	e^+ (0·75, 0·43); γ (0·32)
		52	−59 486	83·78		
		53	−59 347	9·43		
		54	−61 118	2·30		
		55	−59 167		3·5 min	e^- (2·85)
25	المنغنيز ...	50	−45 785		0·28 s	e^+ (6·5)
		51	−51 810		46 min	e^+ (2·0)
		52	−54 432		21 min; 5·7 d	e^+ (2·6); γ (1·4)
		53	−58 705		140 a	e^+ (0·57)
		54	−59 638		290 d	K; γ (0·84)
		55	−61 949	100		
		56	−61 089		2·59 h	e^- (0·7, 1·09, 2·88); γs
		57	−59 740		1·7 min	e^- (2·6); γs
26	الحديد......	52	−51 833		8·3 h	e^+ (0·80)
		53	−54 428		8·9 min	e^+ (2·7); γs

Z	اسم العنصر	A	زيادة الكتلة μmu	% الوفرة	عمر النصف	الاشعاع (MeV)
26	الحديد	54	−60 383	5·81		
		55	−61 701		2·9 a	K
		56	−65 063	91·64		
		57	−64 602	2·21		
		58	−66 718	0·34		
		59	−65 122		46 d	e^- (1·56, 0·46, 0·27); γs
27	الكوبلت	54	−51 525		0·18 s	e^+ (7·7)
		55	−57 987		18·2 h	e^+ (1·5, 1·03, 0·53); γs
		56	−60 153		77 d	e^+ (1·5, 0·98, 0·32); γ
		57	−63 704		270 d	K; γ (0·137, 0·123, 0·014)
		58	−64 239		72 d	e^+ (0·47); γ (0·805)
		59	−66 810	100		
		60	−66 186		5·3 a	e^- (1·48, 0·31); γ (1·332, 1·172)
		60	−66 186		10·5 min	e^- (1·54); γ (1·332)
		61	−67 560		1·7 h	e^- (1·42, 1·0); γ
		62	−66 054		13·8 min	e^- (2·5); γ (1·17)
28	النيكل	57	−60 231		36 h	e^+ (0·84); γs
		58	−64 458	67·7		
		59	−65 657		7·5 × 10⁴ a	K
		60	−69 213	26·2		
		61	−68 944	1·2		
		62	−71 658	3·7		
		63	−70 336		85 a	e^- (0·062)
		64	−72 042	1·2		
		65	−69 928		2·6 h	e^- (2·10, 1·01, 0·60); γs
		66	−70 915		56·0 h	e^- (0·3)
29	النحاس.....	58	−55 459		3 s	e^+ (8·2)
		59	−60 504		81 s	e^+
		60	−62 638		24·6 min	e^+ (3·92, 3·0, 2·0); γs
		61	−66 543		3·4 h	e^+ (1·21, 1·11, 0·55, 0·23); γs
		62	−67 434		9·8 min	e^+ (2·9)
		63	−70 408	69·1		
		64	−70 241		12·8 h	e^- (0·573); e^+ (0·656); K
		65	−72 214	30·9		
		66	−71 129		5 min	e^- (2·63, 1·65); γ (1·05)
		67	−72 241		59 h	e^- (0·577, 0·484, 0·395); γs
		68	−70 230		38 s	e^- (3·0)
30	الزنك.......	62	−65 620		9·3 h	e^+ (0·69, 0·64); γ (0·042)
		63	−66 794		38 min	e^+ (2·32); γ
		64	−70 855	48·9		
		65	−70 766		250 d	e^+ (0·33); K; γ (1·11)
		66	−73 948	27·8		
		67	−72 855	4·0		
		68	−75 143	18·6		
		69	−73 459		51 min	e^- (0·90)
		70	−74 666	0·7		
		71	−72 490		2·2 min; 3 h	e^- (2·4, 1·5); γs
		72	−73 157		49 h	e^- (1·6, 0·3)
31	الكاليوم.....	64	−63 263		2·6 min	e^+
		65	−67 267		15 min	e^+ (2·1); γs
		66	−68 393		9·4 h	e^+ (4·15, 1·38, 0·90, 0·40) γs
		67	−71 784		78 h	K; γs
		68	−72 008		68 min	e^+ (1·9)

Z	اسم العنصر	A	زيادة الكتلة μmu	% الوفرة	عمر النصف	الاشعاع (MeV)
31	الكاليوم	69	−74 426	60·2		
		70	−73 965		21 min	e^- (1·65, 0·6, 0·4); γs
		71	−75 294	39·8		
		72	−73 628		14·2 h	(e^- 3·16, 2·53, 1·51, 0·96); γs
		73	−74 874		5 h	e^-(1·4); γs
32	الجرمانيوم ..	66	−65 200		140 min	e^+
		67	−67 060		20 min	e^+ (3·4)
		68	−71 470		250 d	e^+
		69	−72 036		40 h	e^+ (1·22, 0·61, 0·22); γs
		70	−75 748	20·6		
		71	−75 044		11 d	K
		72	−77 918	27·4		
		73	−76 537	7·6		
		74	−78 819	36·8		
		75	−77 117		82 min	e^- (1·19, 0·98, 0·92, 0·55); γs
		76	−78 594	7·6		
		77	−76 400		12 h	e^- (2·9, 2·7, 2·2, 0·74); γs
		78			86 min	e^- (0·9)
33	الزرنيخ......	71	−72 887		62 h	e^+ (0·81)
		72	−73 237		26 h	e^+ (3·34, 2·5, 1·84, 0·67); γs
		73	−76 139		76 d	K; γ (0·052)
		74	−76 067		17 d	e^- (1·36, 0·69); e^+ (1·53, 0·92); γs
		75	−78 403	100		
		76	−77 603		26·8 h	e^- (2·97, 2·41, 1·76, 0·36); γs
		77	−79 354		40 h	e^- (0·68, 0·43, 0·16); γs
		78	−78 100		90 min	e^- (4·1, 1·4); γs
		79	−79 110		9 min	e^- (2·2)
34	السلينيوم....	70			44 min	e^+
		72	−72 590		9·5 d	K
		73	−73 186		7·1 h	e^- (1·68, 1·32); γ
		74	−77 524	0·9		
		75	−77 475		125 d	K; γs
		76	−80 793	9·0		
		77	−80 089	7·6	17·5 s	γ (0·14)
		78	−82 686	23·5		
		79	−81 505		$6·5 \times 10^4$ s	e^- (0·16)
		80	−83 472	49·8		
		81	−82 016		19 min	e^- (1·38)
		82	−83 293	9·2		
		83			25 min	e^- (1·5); γs
		84			3 min	e^-
35	البروم	75	−74 553		1·7 h	e^+ (1·7, 0·8, 0·6, 0·3)
		76	−75 820		17 h	e^+ (3·5, 1·7, 1·1, 0·8, 0·6); γs
		77	−78 624		57 h	e^+ (0·36); K; γs
		78	−78 850		6·4 min	e^+ (2·3)
		79	−81 670	50·6		
		80	−81 464		4·4 h	γ (0·048, 0·036)
		80	−81 464		18 min	e^- (2·0, 1·38); e^+ (0·886)
		81	−83 708	49·4		
		82	−83 198		36 h	e^- (0·465); γs
		83	−84 832		140 min	e^- (0·96); γ (0·051)
		84	−83 450		33 min	e^- (4·68, 3·56, 2·53, 1·72); γs

Z	اسم العنصر	A	زيادة الكتلة μm_u	% الوفرة	عمر النصف	الاشعاع (MeV)
35	البروم	85	−84 470		3·0 min	e^- (2·5)
		87			55 s	e^- (8·0, 2·6); γs
		88			16·0 s	e^- (2·7, 0·52); γs
36	الكربتون....	77	−75 520		1·1 h	e^+ (1·86, 1·67, 0·85); γs
		78	−79 597	0·35		
		79	−79 932		34 h	e^+ (0·60, 0·34); *K*; γs
		80	−83 620	2·22		
		81	−83 390		2×10^5 a	*K*
		82	−86 518	11·53		
		83	−85 868	11·55	1·89 h	γ (0·032, 0·009)
		84	−88 496	57·00		
		85	−87 477		4 h; 10·6 h	e^- (0·85); (0·672, 0·15); γs
		86	−89 384	17·37		
		87	−86 635		78 min	e^- (3·8, 3·3, 1·3); γs
		88	−85 730		2·8 h	e^- (2·7, 0·9, 0·52); γs
		89	−83 400		3·2 min	e^- (4·0, 2·0)
		90	−80 280		0·5 min	e^- (3·2)
		91			9·3 s	e^- (3·6)
		92			2·3 s	e^-
		93			2·2 s	e^-
		94			1·4 s	e^-
37	الروبيديوم...	81	−80 980		4·7 h	e^+ (0·9); γ (0·95)
		82	−82 041		1·3 min	e^+ (3·15)
		82	−82 041		6·4 h	e^+ (0·775); γs
		83	−85 270		83 d	*K*; γ (0·525)
		84	−85 619		34 d	e^+ (1·63, 0·82); e^- (0·44)
		85	−88 200	72·3		
		86	−88 807		19·5 d	e^- (1·77, 0·68); γ (1·0)
		87	−90 813	27·7	5×10^{10} a	e^- (0·275)
		88	−88 730		18 min	e^- (5·3, 3·6, 2·5); γs
		89	−88 350		15 min	e^- (3·8); γ
		90	−85 180		2·7 min	e^- (5·7)
		91	−83 930		1·7 min	e^- (4·6, 3·0)
38	السترونتيوم..	83	−82 800		38 h	e^+ (1·15)
		84	−86 569	0·56		
		85	−87 011		65 d	*K*; γ (0·513)
		85	−87 011		70 min	*K*; γs
		86	−90 715	9·86		
		87	−91 107	7·02	2·7 h	γ (0·386)
		88	−94 359	82·56		
		89	−92 558		51 d	e^- (1·48)
		90	−92 253		28 a	e^- (0·6)
		91	−89 839		9·8 h	e^- (2·67 2·03 1·36, 1·09 0·61)
		92	−89 020		2·7 h	e^- (0·55)
		93	−85 290		7 min	e^-
39	الاتيريوم	86	−85 054		15 h	e^+ (1·8, 1·19); γs
		87	−89 260		14 h	*K*; γ (0·38)
		87	−89 260		80 h	e^+ (0·7)
		88	−90 472		105 d	e^+ (0·83); γs
		89	−94 128	100		
		90	−92 837		64 h	e^- (2·4)
		91	−92 705		61 d; 50 min	e^- (1·6); γ (1·22, 0·55)
		92	−91 074		3·5 h	e^- (3·6, 2·68, 1·3); γs
		93	−90 448		10·5 h	e^- (3·1)
		94	−88 320		16·5 min	e^- (5·4); γ (1·4)
40	الزركونيوم...	87	−85 510		94 min	e^+ (2·10); γ (3·81)

Z	اسم العنصر	A	زيادة الكتلة μmu	% الوفرة	عمر النصف	الاشعاع (MeV)
40	الزركونيوم ...	88	−89 940		85 d	K
		89	−91 086		4·5 min;79 h	K; e^+ (0·90); γs
		90	−95 300	51·4		
		91	−94 358	11·2		
		92	−94 969	17·1		
		93	−93 550		5×10^{6} a	e^- (0·060)
		94	−93 686	17·4		
		95	−91 965		63 d	e^- (1·0); γs
		96	−91 714	2·8		
		97	−89 034		17 h	e^- (2·5); γs
41	النيوبيوم	89	−86 920		1·9 h	e^+ (2·9)
		90	−88 741		15·6 h	e^+ (1·5, 0·86, 0·55); γs
		91	−93 140		62 d	K
		92	−92 789		11 d	K; γs
		93	−93 618	100	42 d	γ (0·15)
		94	−92 697		6·6 min	e^- (1·4), (0·4)
		95	−93 168		35 d; 90 h	e^- (0·163); γs
		96	−91 944		22·9 h	e^- (0·75, 0·37); γs
		97	−91 904		74 min	e^- (1·267); γ (0·665)
		98	−89 650		30 min	e^-
42	المولبدينوم .	91	−88 350		15·5 min;75 s	e^+ (3·7, 2·6); γs
		92	−93 189	15·9		
		93	−93 170		2 a; 6·8 h	K; γs
		94	−94 909	9·1		
		95	−94 161	15·7		
		96	−95 326	16·5		
		97	−93 978	9·5		
		98	−94 591	23·8		
		99	−92 280		68·3 h	e^- (1·23, 0·445); γs
		100	−92 525	9·5		
		101	−89 647		15 min	e^- (2·2, 1·0); γs
		102	−89 750		12 min	e^-
43	التكنيسيوم ..	92	−84 540		4·5 min	K; γ (1·51)
		93	−89 749		44 min	e^+ (0·8); γ (1·32)
		94	−90 357		53 min	e^+ (2·41); γs
		95	−92 380		62 d; 20 h	e^+ (0·4); K; γs
		96	−92 170		4·3 d	K; γs
		97	−93 660		93 d	γ (0·097)
		98	−92 890		2·7 d	e^-; e^+; γs
		99	−93 751		5×10^{5} a	e^- (0·32)
		100	−92 160		16 s	e^- (2·8); γ
		101	−92 674		14 min	e^- (1·3); γ
		102	−90 820		1 min	e^- (3·7); γ
44	الروثينيوم ...	94			57 min	e^+
		95	−90 199		1·6 h	e^+ (1·1); γ (0·95)
		96	−92 402	5·68		
		97	−92 370		2·9 d	K; γ (0·22)
		98	−94 711	2·22		
		99	−94 064	12·81		
		100	−95 782	12·70		
		101	−94 423	16·98		
		102	−95 652	31·34		
		103	−93 694		40 d	e^- (6·84, 0·22); γs
		104	−94 570	18·27		
		105	−92 321		4·4 h	e^- (1·15); γs
		106	−92 678		1 a	e^- (0·03)
		107	−89 870		4 min	e^- (4·0)

Z	اسم العنصر	A	زيادة الكتلة μmu	% الوفرة	عمر النصف	الاشعاع (MeV)
45	الروديوم	100	−91 874		21 h	e^+ (3·0, 1·3); γ (1·8)
		101	−93 822	0·08		
		102	−93 158		210 d	e^- (1·1); e^+; γ
		103	−94 489	99·92	57 min	γ
		104	−93 341		4·2 min	γ (0·055, 0·080)
		104	−93 341		44 s	e^- (2·3); γs
		105	−94 329		36 h	e^- (0·57, 0·25); γs
		106	−92 721		30 s	e^- (3·5)
		107	−93 247		24 min	e^- (1·2)
46	البلاديوم	100	−91 230		4·0 d	γ (1·8); K
		101	−91 930		9 h	e^+ (2·3)
		102	−94 391	0·8		
		103	−93 893		17 d	
		104	−95 989	9·3		
		105	−94 936	22·6		
		106	−96 521	27·2		
		107	−94 868		7×10^6 a	e^- (0·035)
		108	−96 109	26·8		
		109	−94 046		13 h	e^- (1·03)
		110	−94 836	13·5		
		111	−92 330		22 min	e^- (2·15); γs
		112	−92 614		21 h	e^- (0·2)
47	الفضة	102	−88 700		73 min	e^+
		104	−91 404		16·3 min	e^+
		105	−93 540		40 d	K; γs
		106	−93 339		24·5 min	e^+ (2·04)
		106	−93 339		8·6 d	K; γs
		107	−94 906	51·9	42 s	γ (0·093)
		108	−94 051		2·3 min	e^- (1·49, 0·83); γs
		109	−95 244	48·1	40 s	γ (0·0875)
		110	−93 905		24 s	e^- (2·8)
		110	−93 905		282 d	e^- (0·53, 0·087); γs
		111	−94 684		7·5 d	e^- (1·04, 0·80, 0·70); γs
		112	−92 936		3·2 h	e^- (3·5); γ (0·86)
		113	−93 444		5·3 h	e^- (2·1)
		115	−91 070		20 min	e^- (3·0)
48	الكادميوم	105	−90 530		38 min	e^+ (1·5); γ
		106	−93 537	1·21		
		107	−93 385		6·7 h	e^+ (0·32); γ (0·847)
		108	−95 813	0·87		
		109	−95 072		330 d	K; γ (0·080)
		110	−96 988	12·40		
		111	−95 811	12·75	48·7 min	γ (0·243)
		112	−97 237	24·07		
		113	−95 591	12·26		
		114	−96 639	28·86		
		115	−94 569		2·3 d	e^- (1·11); γs
		115	−94 569		43 d	e^- (1·41); γ (1·10)
		116	−95 238	7·58		
		117	−92 761		2·8 h	e^- (1·5)
49	الانديوم	107	−89 640		33 min	e^+
		109	−92 904		4·2 h	e^+ (0·75); γ (0·5)
		110	−92 769		65 min	e^+ (2·25); γ (0·65)
		111	−94 640		2·8 d	K; γ (0·33, 0·246, 0·172)
		112	−94 456		9 min	e^+ (1·5); e^- (1·0)
		112	−94 456		23 min	γ (0·095)
		113	−95 911	4·3	105 min	γ (0·39)

Z	اسم العنصر	A	زيادة الكتلة μm_u	% الوفرة	عمر النصف	الاشعاع (MeV)
49	الانديوم.....	114	−95 095		48 d	γ (0·1909)
		114	−95 095		72 s	e^- (1·98); e^+ (0·65); γs
		115	−96 129	95·7	4·5 h	γ (0·34)
		116	−94 683		13 s	e^- (2·8)
		116	−94 683		54 min	e^- (1·0, 0·87, 0·6); γs
		117	−95 466		117 min	e^- (1·95)
		118	−93 890		4·5 min	e^- (1·5)
50	القصدير.....	111	−91 940		35 min	e^+ (1·51)
		112	−95 168	0·9		
		113	−94 813		118 d	K; γ (0·401, 0·255)
		114	−97 227	0·6		
		115	−96 654	0·4		
		116	−98 255	14·1		
		117	−97 041	7·5	14·5 d	γ (0·162)
		118	−98 394	24·0		
		119	−96 686	8·6	245 d	γ
		120	−97 801	33·0		
		121	−95 773		27 h	e^- (0·4)
		122	−96 558	4·8		
		123	−94 262		125 d;40 min	e^- (1·42, 1·26); γs
		124	−94 728	6·1		
		125	−92 254		10 min; 9·5 d	e^- (2·3, 2·0, 1·17); γs
		126	−92 360		70 min	e^- (2·7, 0·7); γ (1·2)
51	الانتيموني....	116	−93 370		60 min	e^+ (1·45); γ
		117	−95 088		2·9 h	e^+, γ
		118	−94 426		3·5 min	e^+ (3·1)
		119	−96 065		39 h	K
		120	−94 919		17 min; 6 d	e^+ (1·7); K; γs
		121	−96 182	57·2		
		122	−94 817		2·8 d;3·5 min	e^- (1·94, 1·36); γs
		123	−95 787	42·8		
		124	−94 027		60 d; 21 min	e^- (3·2, 2·5 0·60); γs
		125	−94 768		2·7 a	e^- (0·616, 0·299, 0·128); γs
		126	−92 680		9 h	e^- (1·0); γs
		127	−93 023		90 h	e^- (1·2); γs
		129	−90 746		4·2 h	e^-
		132			2·2 min	e^-
		133			4·5 min	e^-
52	التلوريوم....	118	−94 100		6·0 d	K
		119	−93 602		4·5 d	K; γ (1·6)
		120	−95 977	0·1		
		121	−94 801		17 d; 154 d	K; γ (0·575, 0·213)
		122	−96 934	2·5		
		123	−95 723	0·9	121 d	γ
		124	−97 158	4·6		
		125	−95 582	7·0	58 d	γ
		126	−96 678	18·7		
		127	−94 791		113 d	e^-; γ (0·086)
		127	−94 791		9·3 h	e^- (0·70)
		128	−95 524	31·7		
		129	−93 425		32 d	e^-; γ
		129	−93 425		72 min	e^- (1·8); γ (0·3)
		130	−93 762	34·5		
		131	−91 425		30 h	e^-; γ
		131	−91 425		25 min	e^- (2·0); γ
		132	−91 477		77 h	e^- (0·35); γ (0·22)
		133			60 min; 2 min	e^- (2·4; 1·3); γs
		134			43 min	e^-

Z	اسم العنصر	A	زيادة الكتلة μmu	% الوفرة	عمر النصف	الاشعاع (MeV)
52	التلوريوم	135			2 min	e^-
53	اليود	122	−92 989		3·6 min	e^- (3·1)
		124	−93 754		4·0 d	e^+ (2·2, 1·5, 0·67); γs
		125	−95 422		56 d	K; γ
		126	−94 369		13·0 d	e^- (1·24, 0·85); e^+; γs
		127	−95 530	100		
		128	−94 162		25·0 min	e^- (2·02, 1·59); γ (0·428)
		129	−95 013		1·7 × 10^7 a	e^- (0·13); γ (0·039)
		130	−93 324		12·6 h	e^- (0·61, 1·03); γs
		131	−93 872		8·0	e^- (0·60, 0·32); γs
		132	−92 019		2·4 h	e^- (2·2, 1·5); γs
		133	−92 250		22 h	e^- (1·4, 0·5); γs
		134	−90 150		54 min	e^- (3·9, 1·6); γs
		135	−89 980		6·6 h	e^- (1·4, 1·0. 0·47); γs
		136	−85 260		1·5 min	e^- (6·5); γ
		137			22 s	e^-
		138			5·9 s	e^-
54	الزينون	124	−93 880	0·094		
		125	−93 380		18 h	K, γs
		126	−95 712	0·088		
		127	−94 780		75 s	γ (0·175, 0·125)
		127	−94 780		34 d	K; γs
		128	−96 460	1·90		
		129	−95 216	25·23		
		130	−96 491	4·07		
		131	−94 914	21·17	12 d	γ
		132	−95 839	26·96		
		133	−94 185		5·3 d; 2·3 d	e^- (0·346); γs
		134	−94 602	10·54		
		135	−92 980		9·4 h	e^- (0·9)
		135	−92 980		15·6 min	e^- (0·65); γ
		136	−92 779	8·95		
		137	−88 900		3·9 min	e^- (4·0)
		138	−86 190		17 min	e^-
		139	−82 160		40 s	e^-
		140			16 s	e^-
		141			3 s	e^-
		143			1·3 s	e^-
		145			0·8 s	e^-
55	السيزيوم	128	−92 241		3·1 min	e^+ (3·0)
		129	−94 040		31 h	K; γ
		130	−93 280		30 min	e^+; K
		131	−94 534		10·2 d	e^+; K
		132	−93 607		7·1 d	K; γ (0·62)
		133	−94 645	100		
		134	−93 177		3 h	e^- (2·4); γ (0·7)
		134	−93 177		2·3 s	e^- (0·648, 0·092); γs
		135	−94 230		2·9 × 10^6 a	e^- (0·19)
		136	−92 660		13·3 d	e^- (0·35, 0·28); γs
		137	−93 230		35 s	e^- (1·17, 0·518); γ (0·662)
		138	−89 200		33 min	e^- (2·6); γ
		139	−87 100		9·5 min	e^-
		140	−82 890		66 s	e^-
56	الباريوم	129	−91 410		2 h	e^+
		130	−93 755	0·10		
		131	−93 284		13 d	K; γs
		132	−94 880	0·09		

Z	اسم العنصر	A	زيادة الكتلة μmu	% الوفرة	عمر النصف	الاشعاع (MeV)
56	الباريوم	133	− 94 121		38·8 h	γ (0·276)
		133	− 94 121		10 a	K; γ (0·32, 0·085)
		134	− 95 388	2·42		
		135	− 94 450	6·59		
		136	− 95 700	7·81		
		137	− 94 500	11·32	2·6 min	γ
		138	− 95 000	71·66		
		139	− 91 400		85 min	e^- (2·27); γs
		140	− 89 425		12·8 d	e^- (1·02, 0·48); γs
		141	− 85 950		18 min	e^- (2·8); γ
		142	− 83 650		30 s	e^-
57	اللانثوم ...	134	− 91 340		6·5 min	e^+ (2·7); K
		135	− 93 110		18·5 h	K; γ (0·76)
		136	− 92 620		9·5 min	e^+ (2·1); K
		137	− 93 960		400 a	e^-
		138	− 93 090	0·09		
		139	− 93 860	99·91		
		140	− 90 562		41·4 h	e^- (2·26, 1·67, 1·32); γs
		141	− 89 172		3·6 h	e^- (2·8)
		142	− 86 020		74 min	e^-; γ
		143	− 84 130		20 min	e^-
		144	− 80 400		1 s	e^-
58	السيريوم	135	− 90 860		22 h	e^+ (0·8)
		136	− 92 900	0·19		
		137	− 92 670		36 h	K; γ (0·75, 0·28)
		138	− 94 170	0·25		
		139	− 93 570		140 d	K; γ (0·137, 0·144)
		140	− 94 608	88·49		
		141	− 91 781		32 d	e^- (0·56, 0·41); γ (1·41)
		142	− 90 860	11·07		
		143	− 87 673		33 h	e^- (1·36); γs
		144	− 86 409		290 d	e^- (0·45, 0·307); γs
		145	− 82 730		1·8 h	e^-
		146	− 81 330		14·6 min	e^-
59	البراسيوديميوم	138	− 89 540		2·0 h	e^+ (1·4); γs
		140	− 90 993		3·5 min	e^+ (2·40); γ
		141	− 92 404	100		
		142	− 90 022		19·2 h	e^- (2·14); γs
		143	− 89 219		13·5 d	e^- (0·95)
		144	− 86 752		17 min	e^- (2·87); γs
		145	− 85 524		4·5 h	e^- (3·2)
		146	− 82 410		24·7 min	e^- (3); γ
60	النيوديميوم ..	140	− 90 670		3·3 d	K; γ
		141	− 90 472		2·5 h	e^+ (0·78); γ (1·05)
		142	− 92 337	27·13		
		143	− 90 221	12·20		
		144	− 89 961	23·87		
		145	− 87 462	8·30		
		146	− 86 914	17·18		
		147	− 83 926		11·8 d	e^- (0·78, 0·35); γs
		148	− 83 131	5·72		
		149	− 79 878		1 8 h	e^- (1·5, 1·1, 0·95); γs
		150	− 79 085	5·60		
		151	− 76 230		12 min	e^- (1·93); γs
61	البروميثيوم ..	141	− 86 590		20 min	e^+·6); γ
		142	− 87 180		2 min	e^+ (2

Z	اسم العنصر	A	زيادة الكتلة μmu	% الوفرة	عمر النصف	الاشعاع (MeV)
61	البراميثيوم ...	143	−89 010		285 d	K; γ
		146	−85 368		2·7 h	e^- (2·0); γ
		147	−84 892		2·7 a	e^- (0·2)
		148	−82 579		5·3 d	e^- (2·5); γ (0·8)
		149	−81 670		47 h	e^- (1·1); γ (0·25)
		150	−79 040		2·7 h	e^- (3·0, 2·01); γs
62	السماريوم ...	143	−85 450		8 min	e^+
		144	−88 011	3·16		
		145	−86 606		410 d	K; γ (0·061)
		147	−85 133	15·07	$6{\cdot}7\times10^{11}$ a	α (2·1)
		148	−85 209	11·27		
		149	−82 820	13·84		
		150	−82 724	7·47		
		151	−80 081		70 a	e^- (0·75)
		152	−80 244	26·63		
		153	−77 898		50 h	e^- (0·82); γs
		154	−77 718	22·53		
		155	−75 299		23 min	e^- (1·8); γs
		156	−74 431		10 h	e^- (0·8)
63	اليوربيوم	146	−82 862		38 h	e^+ (0·4)
		147	−83 200		24 d	e^+ (1·0, 0·4); K; γ
		148	−81 890		58 3 d	K; γ (0·69)
		149	−82 000		14 d	K; γ (1·0)
		150	−80 311		13·1 h	e^+ (1·8); e^- (1·1, 0·8)
		151	−80 162	47·8		
		152	−78 251		9·2 h; 5·3 a	e^- (1·8, 0·9, 0·36); γs
		153	−78 758	52·2		
		154	−76 947		5·4 a	e^- (1·9, 0·7, 0·3); γs
		155	−77 070		1·7 a	e^- (2·23, 0·24); γs
		156	−75 198		15·4 d	e^-; γ
		157	−74 610		15·4 h	e^-; γ
64	الكادالينيوم ..	149	−80 700		9 d	K; γ (3·0)
		150	−81 395		10^4 a	α (2·7)
		151	−79 730		150 d	K; γ (2·65)
		152	−80 206	0·20		
		153	−78 497		236 d	K; e^-; γ
		154	−79 071	2·15		
		155	−77 336	14·78		
		156	−77 825	20·59		
		157	−75 975	15·71		
		158	−75 822	24·78		
		159	−73 632		18 h	e^- (1·1, 0·9); γs
		160	−72 885	21·79		
		161	−70 280		3·7 min	e^- (1·6); γs
65	التيربيوم	152	−75 720		4·5 h	K
		153	−76 510		5·1 d	e^+
		154	−75 420		17·2 h	e^+ (2·6); γ
		155	−76 370		190 d	K; γ
		157	−75 910		4·7 d	K; γ (1·4)
		159	−74 649	100		
		160	−72 854		76 d	e^- (0·59)
		161	−72 428		6·8 d	e^- (0·5); γ (0·049)
66	الدسبروسيوم .	156	−76 070	0·05		
		158	−75 551	0·09		
		159	−74 241		134 d	e^+; K
		160	−74 798	2·29		

Z	اسم العنصر	A	زيادة الكتلة μm_u	% الوفرة	عمر النصف	الاشعاع (*MeV*)
66	الدسبروسيوم.	161	−73 055	18·88		
		162	−73 197	25·53		
		163	−71 245	24·97		
		164	−70 800	28·19		
		165	−68 184		145 min	e^- (1·25, 0·88, 0·42); γs
		166	−67 193		81 h	e^- (0·4); γ
67	الهولميوم	160	−71 260		20 min	e^+ (1·3); γ (1·2)
		161	−72 200		4·6 h	K; γ
		162	−70 878		65 d	e^+ (0·8); γ
		163	−71 234		5·2 d	K; γs
		164	−69 610		34 min	e^- (0·95)
		165	−69 579	100		
		166	−67 711		28 h	e^- (1·8, 0·55); γs
68	الاربيوم......	162	−71 260	0·1		
		163	−69 935		11·2 h	K; γ (1·1)
		164	−70 713	1·5		
		165	−69 181		10 h	K
		166	−69 693	32·9		
		167	−67 940	24·4		
		168	−67 617	26·9		
		169	−65 390		9 d	e^- (0·33)
		170	−64 440	14·2		
		171	−61 870		7·6 h	e^- (1·49, 1·05, 0·67); γs
69	الثوليوم	166	−66 490		7·7 h	e^+ (2·1); γ
		167	−66 970		9 d	K; γ (0·95, 0·22)
		168	−65 770		85 d	e^- (0·5); K; γs
		169	−65 755	100		
		170	−63 940		120 d	e^- (0·99, 0·87); γ
70	اليتيربيوم....	168	−65 840	0·14		
		169	−64 470		30·6 d	K; γs
		170	−64 980	3·03		
		171	−63 570	14·24		
		172	−63 640	21·68		
		173	−61 940	16·18		
		174	−61 260	31·77		
		175	−58 860		4·2 d	e^- (0·47, 0·37); γs
		176	−57 320	12·65		
		177	−54 590		1·88 h	e^- (1·3); γs
71	اللوتيسيوم....	170	−61 170		1·72 d	e^+; K; γ
		171	−61 860		8·5 d	K; γs
		172	−60 740		6·7 d	K
		175	−59 360	97·5		
		176	−57 340	2·5	$7 \cdot 3 \times 10^{10}$ a	e^- (0·40); γ (0·26)
		176	−57 340		3·7 h	e^- (1·15)
		177	−56 070		6·7 d	e^- (0·44); γs
72	الهافنيوم	173			23·6 h	K; γ (1·0)
		174	−59 640	0·18		
		176	−58 430	5·30		
		177	−56 600	18·47		
		178	−56 120	27·13		
		179	−53 970	13·85	19 s	γ (0·215)
		180	−53 180	35·14	5·5 h	e^- (0·44, 0·33); γ
		181	−50 895		43 d	e^- (0·41); γs
73	التانتالوم	176			8·0 h	e^+; K; γ (1·3)

Z	اسم العنصر	A	زيادة الكتلة μmu	% الوفرة	عمر النصف	الاشعاع (MeV)
73	التانتالوم	177	−55 350		2·2 d	K; γ
		178	−54 070		9·3 min;2·1 h	K; γs
		180	−52 456		8·2 h	e^- (0·7, 0·6); γs
		181	−51 993	100		
		182	−49 833		115 d	e^- (0·53); γs
		182	−49 833		16·2 min	e^- (0·2); γ
		183	−48 530		4·8 d	e^- (0·6)
74	التنكستن	178			21·5 d	e^+; γ
		179			5·2min;39min	K; e^-
		180	−53 000	0·13		
		182	−51 699	26·3		
		183	−49 676	14·2		
		184	−48 975	30·6		
		185	−46 481		74 d	e^- (0·43); γ (0·134)
		186	−45 560	28·6		
		187	−42 756		24·1 h	e^- (1·32, 0·63); γs
		188	−41 184		65 d	e^-
75	الرينيوم	182	−48 628		14 h	K; γs
		183	−48 740		240 d	K; γs
		183	−48 740		67 h	K; γs
		184	−47 220		52 d; 2 d	K; γs
		185	−46 941	37·1		
		186	−44 980		91 h	e^- (1·07, 0·93, 0·3); γs
		187	−44 167	62·9	4×10^{12} a	e^- (0·043)
		188	−41 647		16 h	e^- (2·1); γs
76	الاوزميوم	184	−47 250	0·018		
		185	−45 887		96 d	K; γ
		186	−46 130	1·59		
		187	−44 168	1·64		
		188	−43 919	13·3		
		189	−41 700	16·1		
		190	−41 370	26·4		
		191	−39 030		16 d; 14 h	e^- (0·15); γs
		192	−38 550	41·0		
		193	−35 773		32 h	e^- (1·10); γ (1·5)
77	الاريديوم	188	−40 878		41·5 h	e^+ (2·0); γ (1·8)
		190	−39 170		12·6 d; 3 h	K; γ
		191	−39 360	38·5		
		192	−37 300			e^-; γs
		193	−36 988	61·5		
		194	−34 875		19 h	e^- (2·18); γ (1·35)
		195	−34 110		2·3 h	e^- (1·0)
78	البلاتين	190	−40 050	0·01		
		191	−38 550		3·0 d	K; γs
		192	−38 850	0·8		
		193	−36 940		4·3 d	K; γs
		194	−37 275	32·8		
		195	−35 187	33·7	3·8 d	γ (0·337, 0·126)
		196	−35 033	25·4		
		197	−32 653		17·4 h	e^- (0·68); γs
		197	−32 653		82 min	γs
		198	−32 105	7·3		
		199	−29 420		31 min	e^- (1·8)
79	الذهب	190	−35 290		4·3 min	e^+
		191	−36 450		18 h	e^+

FI*

Z	اسم العنصر	A	زيادة الكتلة μmu	% الوفرة	عمر النصف	الاشعاع (MeV)
79	الذهب	192	−35 380		4·0 h	e^- (1·9); K; γ
		193	−35 760		15·8 h	K; γ
		194	−34 582		39·2 h	K; γ
		195	−34 949		182 d	K; γ
		196	−33 445		14 h	K; γ
		196	−33 445		5·6 d	e^- (0·36); γs
		197	−33 459	100		
		198	−31 769		2·7 d	e^- (1·38, 0·96, 0·29); γs
		199	−31 227		3·3 d	e^- (0·46, 0·30, 0·25); γs
		200	−29 300		48 min	e^- (2·5)
		201	−28 080			
80	الزئبق	196	−34 180	0·15		
		197	−32 640		23 h	γ (0·275); e^- (0·165); K
		197	−32 640		64 h	γ (0·191, 0·077); K
		198	−33 244	10·1		
		199	−31 721	17·0	43 min	γ (0·53)
		200	−31 673	23·1		
		201	−29 692	13·2		
		202	−29 358	29·7		
		203	−27 120		46·5 d	e^- (0·208); γ (0·279)
		204	−26 505	6·8		
		205	−23 790		5·5 min	e^- (1·75)
81	الثاليوم	198	−29 530		1·8 h	K; γ; e^-
		199	−30 540		7·2 h	K; γ; e^-
		200	−29 038		27 h	e^- (0·40); γs
		201	−29 250		72 h	K; γ
		202	−28 050		11·4 d	K; γ (0·435); e^- (0·35)
		203	−27 647	29·5		
		204	−26 135		2·7 a	e^- (0·76); K
		205	−25 558	70·5		
		206	−23 896		4·2 min	e^- (1·8)
	(Ac C″)	207	−22 550		4·76 min	e^- (1·47); γ
	(Th C″)	208	−17 987		3·1 min	e^- (1·82); γ (2·62)
		209	−14 704		2·2 min	e^- (1·8)
	(Ra C″)	210	− 9 946		1·32 min	e^- (1·80)
82	الرصاص	199	−27 140		1·5 h	K
		200	−28 030		18 h	K
		201	−27 140		7 h	e^+; K
		202	−27 997		500 a	K
		203	−26 771		52 h	K; γs
		204	−26 956	13	68 min	γ (0·90)
		205	−25 520		10 min	e^+
		206	−25 532	26·3		
		207	−24 097	20·8		
		208	−23 350	51·6		
		209	−18 918		3·3 h	e^- (0·72)
	(Ra D)	210	−15 813		25 a	e^- (0·025); γs
	(Ac B)	211	−11 258		36·1 min	e^- (0·5, 1·4); γ (0·83)
	(Th B)	212	− 8 095		10·6 h	e^- (0·59, 0·36); γ
	(Ra B)	214	− 234		26·8 min	e^- (0·65); γs
83	البزموث	197			2 min	α (6·2)
		198			7 min	α (5·8); K
		199	−21 560		27 min	α (5·47); K
		200	−21 060		90 min	α (5·1)
		204	−22 190		12 h	K
		206	−21 611		6·4 d	γ (0·93); K
		207	−21 562		50 a	γs; K

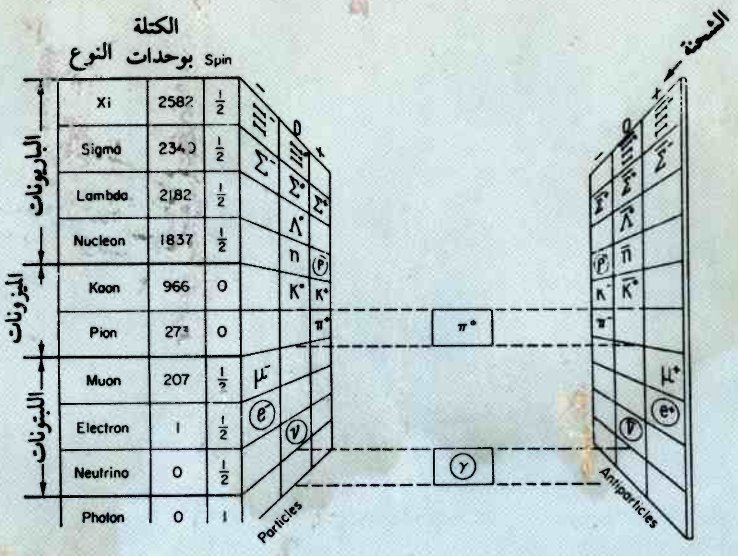
Z	اسم العنصر	A	زيادة الكتلة μmu	% الوفرة	عمر النصف	الاشعاع (MeV)
83	البزموث	208	−20 269			K
		209	−19 606	100		
	(Ra E)	210	−15 879		4·8 d	α (5·0); e^- (1·65, 1·080); γ
	(Ac C)	211	−12 700		2·16 min	α (6·619); e^-; γ
	(Th C)	212	− 8 721		60·5 min	α (6·054); e^- (2·25); γ
		213	− 5 683		46·5 min	α; e^- (1·2)
	(Ra C)	214	− 1 314		19·7 min	α (5·502); e^- (3·15)
		215	1 830		8 min	α (8·3)
		216	6 330			
84	البولونيوم	203	−18 530		47 min	α; K
		205	−18 800		4 h	α (5·17); K
		206	−19 676		9 d	α (5·2); K; γ
		207	−18 442		5·7 h	α (5·1); γ; K
		208	−18 757		3 a	α (5·1)
		209	−17 574		200 a	α (4·09)
		210	−17 124		140 d	α (5·298); γ
	(Ac C′)	211	−13 343		0·5 s	α (7·434)
	(Th C′)	212	−11 134		3×10^{-7} s	α (8·776)
		213	− 7 175		$3\cdot2\times10^{-6}$	α (8·3)
	(Ra C′)	214	− 4 799		$1\cdot6\times10^{-4}$ s	α (7·68)
	(Ac A)	215	− 577		$1\cdot83\times10^{-3}$ s	α (7·365)
	(Th A)	216	1 922		$1\cdot58\times10^{-1}$ s	α (6·774); e^-
		217	6 064		1 s	α (6·5)
	(Ra A)	218	8 930		3·05 min	α (5·998)
		219				
		220				
85	الاستاتين	207	−14 440		1·7 h	α (5·7)
		208	−13 390		6·5 h	α (5·6)
		210	−12 964		8·3 h	K
		211	−12 538		7·5 h	α (5·94); γ K
		212	− 9 276		0·25 s	α
		213	− 6 930			
		214	− 3 660			α (8·78)
		215	− 1 337		10^{-4} s	α (8·04)
		216	2 411		3×10^{-4} s	α (7·64)
		217	4 648		0·02 s	α (7·0)
		218	8 607		2 s	α (6·63)
		219	11 290		54 s	α (6·27); e^-
		220	15 370			
86	الرادون	212	− 9 293		23 min	α (6·17); K
		214	− 4 310		1 s	α (8·6)
		215	− 1 310		1 s	α (8·0)
		216	272		1 s	α (8·1)
		217	3 896		1×10^{-3} s	α (7·7)
		218	5 603		0·019 s	α (7·1)
	(An)	219	9 481		3·92 s	α (6·824)
	(Tn)	220	11 401		54·5 s	α (6·282)
		221	15 230		24 min	α; e^-
	(Rn)	222	17 531		3·825 d	α (5·486)
		223				
		224				
87	الفرانسيوم ...	219	9 257		0·02 s	α (7·3)
		220	12 337		27·5 s	α (6·7)
		221	14 183		4·8 min	α (6·3)
		222	17 630		14·8 min	e^-
		223	19 736		21 min	e^- (1·2); γ
		224	23 590			

Z	اسم العنصر	A	زيادة الكتلة μmu	% الوفرة	عمر النصف	الاشعاع (MeV)
87	الفرانسيوم ...	225				
		226				
88	الراديوم	218	7 170			
		219	10 050			α (8·0)
		220	11 029			α (7·49)
		221	13 892		30 s	α (6·71)
		222	15 376		38 s	α (6·51)
		223	18 501		11·2 d	α (5·719, 5·607); γs
		224	20 218		3·6 d	α (5·66, 5·44); γ (0·25)
		225	23 528		14·8 d	e^- (0·2)
		226	23 360		1620 a	α (4·79, 4·61, 4·21); γ (0·188)
		227	29 159		41·2 min	e^-
		228	31 138		6·7 a	e^- (0·030)
		229				
		230			1 h	e^- (1·2)
89	الاكتينيوم	221	15 680			
		222	17 760		5·5 s	α (6·96)
		223	19 144		2·2 min	α (6·64); K
		224	21 690		2·9 h	α (6·17); K
		225	25 153		10·0	α (5·8)
		226	26 160		22 h	e^-
		227	27 753		27·7 a	α (4·94); e^- (0·02); γ
		228	31 080		6·13 h	α (4·54); e^- (1·5, 2·0); γ
		229	32 800		66 min	α
		230	36 210		1 min	e^- (2·2)
		231	38 550			
		232				
90	الثوريوم	222				
		223	20 920		0·1 s	α (7·55)
		224	21 477		1 s	α (7·13)
		225	23 927		8·0 min	α (6·57); K
		226	24 901		30·9 min	α (6·30)
		227	27 706		18·6 d	α (6·05, 5·67); γ
		228	28 750		1·9 a	α (5·42, 5·34); γ
		229	31 652		7340 a	α (5·02, 4·94, 4·85)
		230	33 087		8×10^4 a	α (4·68, 4·61); γ
		231	36 291		25·6 a	e^- (0·302, 0·216); γ
		232	38 124	100	$1{\cdot}39 \times 10^{10}$ a	α (3·98); γ (0·055)
		233	41 469		23·5 min	e^- (1·23)
		234	43 583		24·1 d	e (0·192, 0·104); γ
91	البروتكتينيوم .	225	26 230		2·0 s	α
		226	27 810		1·8 min	α (6·81)
		227	28 811		38·3 min	α (6·46); K
		228	31 010		22 h	α (6·09, 5·85); K
		229	32 022		1·5 d	α (5·69); K
		230	34 433		17·7 d	α; e^- (1·1); K
		231	35 877		34 300 a	α (4·66, 5·04)
		232	38 612		1·32 d	e^- (0·28)
		233	40 132		27·4 d	e^- (0·53)
		234	43 298		1·14 min	e^- (2·32, 0·8)
		235	45 420		23·7 min	e^- (1·4)
		236	49 230			
92	اليورانيوم	226				
		227				
		228	31 387		9·3 min	α (6·72)

Z	اسم العنصر	A	زيادة الكتلة μm_u	% الوفرة	عمر النصف	الاشعاع (MeV)
92	اليورانيوم	229	33 481		58 min	α (6·42)
		230	33 937		20·8 d	α (5·85)
		231	36 270		4·2 d	K
		232	37 168		70 a	α (5·31)
		233	39 522		$1{\cdot}63 \times 10^{5}$ a	α (4·83); e^-, γ, K
		234	40 904	0·006	$2{\cdot}5 \times 10^{5}$ a	α (4·76)
		235	43 915	0·71	$7{\cdot}1 \times 10^{8}$ a	α (4·52)
		236	45 637		$2{\cdot}46 \times 10^{7}$ a	α (4·49); γ (0·05)
		237	48 608		6·7 d	e^- (0·26), γ (0·5)
		238	50 770	99·28	$4{\cdot}50 \times 10^{9}$ a	α (4·18); γ (0·045)
		239	54 300		23·5 min	e^- (0·56, 1·2); γ
		240	56 594		18 h	e^-
		241				
		242				
93	النبتونيوم ...	229				
		230	37 680			
		231	38 280		50 min	α (6·2); K
		232	39 860		13 min	γ; K
		233	40 670		35 min	α (5·53); γ; K
		234	42 860		4·4 d	γ (1·9); K
		235	44 049		435 d	α (5·06); K
		236	46 624		22 h	e^- (0·51, 0·36); γ (0·15)
		237	48 056		$2{\cdot}2 \times 10^{7}$ a	α (4·77); γ (0·065)
		238	50 896		2·1 d	e^- (0·258, 1·272); γs
		239	52 924		2·33 d	e^- (0·676); γ (0·023)
		240	56 080		7·3 min	e^- (1·30)
		241	58 200		60 min	e^- (0·89); γ
		242	61 840			
94	البلوتونيوم ...	232	41 180		36 min	α (6·6); K
		233	42 972			
		234	43 315		8·5 h	α (6·2); K
		235	45 270		26 min	α (5·85); K
		236	46 071		2·7 a	α (5·75); γ (0·045)
		237	48 298		40·0 d	K
		238	49 511		90 a	γ (0·0436, 0·100)
		239	52 146		100 a	α (5·1); γ (0·035, 0·050)
		240	53 882		$2{\cdot}4 \times 10^{4}$ a	α (5·16)
		241	56 737		14 a	α (4·91); e^- (0·01)
		242	58 725		5×10^{5} a	α (4·88)
		243	61 972		5 h	e^- (0·39); γ (0·095, 0·12)
		244	64 100			
		245	67 830			
		246	70 090			
95	الامريسيوم ...	236	49 160			
		237	49 840		1·3 h	α (6·01); K
		238	51 940		1·9 h	γ (1·35); K
		239	53 016		12 h	α (5·77); γ (0·28); K
		240	55 280		51 h	γ (1·4); K
		241	56 714		460 a	α (5·48); γ (0·06)
		242	59 502		16·0 h;100 a	e^- (0·63); γ (0·04)
		243	61 367		10^{4} a	α (5·27); γ (0·75)
		244	64 355		10 h	e^- (0·39); γ (0·4)
		245	66 340		2 h	e^- (0·91); γ (0·36)
		246	69 660		25 min	e^- (2·10); γ (0·10)
		247	72 090			
		248				
96	الكيوريوم	236				

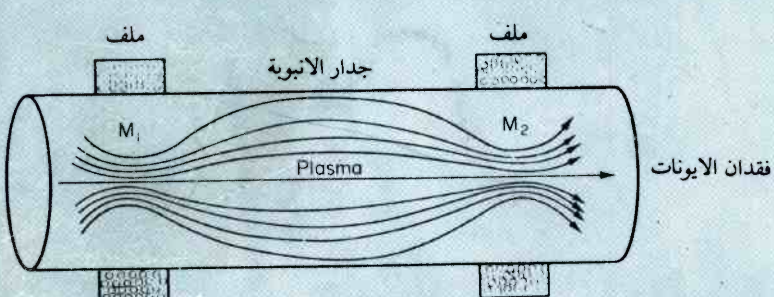
Z	اسم العنصر	A	زيادة الكتلة μmu	% الوفرة	عمر النصف	الاشعاع (MeV)
96	الكيوريوم....	237				
		238	53 036		2·5 h	α (6·5); K
		239	54 880		2·8 h	γ (0·19); K
		240	55 545		27 d	α (6·26); K
		241	57 542		35 d	α (5·95); γ (1·45); K
		242	58 788		162 d	α (6·11); γ (0·044)
		243	61 370		32 a	α (5·78); γ (0·28); K
		244	62 821		18 a	α (5·8); γ (0·43)
		245	65 371		920 a	α (5·15); γ (0·17)
		246	67 202		550 a	α (5·37)
97	البركليوم....	240				
		241	60 100			
		242	61 790			
		243	62 965		4·5 h	α (6·7); γ (0·84)
		244	65 170		4·5 h	α (6·67); γ (1·06); K
		245	66 272		4·9 d	α (6·37); γ (0·38); K
		246	68 770		45 h	γ (1·09); K
		247	70 260		950 a	α (5·6); γ (0·27); K
		248	72 960		2·3 h	e^- (0·65); K
		249	74 883		310 d	e^- (0·125); γ (0·32); α (5·4)
		250	78 270		3·2 h	e^- (1·76)
98	الكالفورنيوم..	242				
		243	65 310			
		244	65 969		25 min	α (7·17)
		245	67 905		45 min	α (7·11); K
		246	68 766		56 h	α (6·75); γ (0·42)
		247	71 070		2·4 h	γ (0·3); K
		248	72 262		350 d	α (6·26)
		249	74 749		360 a	α (6·2); γ (0·39)
		250	76 384		10 a	α (6·0); γ (0·43)
		253	85 020		19 d	e^- (0·27)
99	الاينشتانيوم..	244				
		245	71 060		1·2 min	α (7·7)
		246	72 430		7 min	α (7·35)
		247	73 580			
		248	75 280		25 min	α (6·87); K
		249	76 258		2 h	α (6·76); K
		250	78 610		7·7 h	K
		253	84 730		200 d	α (6·6); γ (0·5)
		254	87 900		1·3 a	α (6·42)0 γ (0·6)
100	الفيرميوم.....	246				
		247				
		248	77 092		36 s	α
		249	79 140		150 s	α (7·9)
		250	79 490		30 min	α (7·43)
		251	81 190		7 h	α (6·89); K
		252	82 562		23 h	α (7·04)
		254	86 839		3·2 h	α (7·2); γ (0·04)
		255	89 640		20 h	α (7·02); γ (0·58)
101	المندليفيوم	250				
		251	84 620			
		252	86 120			
		253	86 940			
		254	89 470			
		255	90 550		30 min	α (7·30); K
		256			90 min	K

Z	اسم العنصر	A	زيادة الكتلة μm_u	الوفرة	عمر النصف	الاشعاع (MeV)
102	النوبيليوم	253	91 340			
		254	91 140		3 s	α (8·8)
		255	92 730		15 s	α (8·2)
103	اللورنسيوم	257	98 940		8 s	α (8·6)



Atomic and Nuclear Physics

T. A. LITTLEFIELD & N. THORLEY



طبع الدار العربية ـ بغداد
رقم الايداع في المكتبة الوطنية ببغداد (٣٩٢) لسنة ١٩٨٩